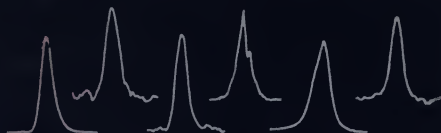


Р. МАНЧЕСТЕР, Дж. ТЕЙЛОР

ПУЛЬСАРЫ







PULSARS

Richard N. Manchester

COMMONWEALTH SCIENTIFIC AND
INDUSTRIAL RESEARCH ORGANIZATION

Joseph H. Taylor

UNIVERSITY OF MASSACHUSETTS

W. H. FREEMAN AND COMPANY

SAN FRANCISCO

420-451

Р. МАНЧЕСТЕР, Дж. ТЕЙЛОР

ПУЛЬСАРЫ

Перевод с английского

В. А. Извековой

и

канд. физ.-мат. наук

С. Н. Роднонова

под редакцией

д-ра физ.-мат. наук, проф.

А. Д. Кузьмина



ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва 1980

97602

В монографии, написанной двумя ведущими исследователями импульсных источников космического радиоизлучения (пульсаров), основное внимание уделено результатам наблюдений пульсаров, их интерпретации и использованию наблюдений пульсаров для исследования межзвездной среды. Две главы посвящены критическому анализу теоретической модели пульсаров — нейтронных звезд и разбору механизмов импульсного излучения.

Книга рассчитана на астрономов, физиков, радиофизиков — научных сотрудников, аспирантов, студентов старших курсов. Насыщенность фактическим материалом делает ее особенно интересной для астрофизиков и радиоастрономов.

*Редакция литературы по космическим
исследованиям, астрономии и геофизике*



Средств массовой информации
университетской библиотеки
им. В. Г. Плеханова
РАСРЕЩЕНО К ПРОДАЖИ
1980 г. 10.10.80

1705040000

© 1977 by W. H. Freeman and Company

М 20605-107

041(01)-80 107-80

© Перевод на русский язык, «Мир», 1980



ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Открытие пульсаров — нового класса небесных тел, отождествляемых с нейтронными звездами — одно из наиболее впечатляющих достижений физики и астрофизики 60-70-х годов нашего века. Существование нейтронных звезд было предсказано еще в 1934 г., однако только с открытием пульсаров оно получило экспериментальное подтверждение.

С астрофизической точки зрения пульсары предоставляют возможность экспериментального исследования заключительного этапа звездной эволюции. Импульсный характер и поляризация радионизлучения пульсаров являются хорошим средством изучения межзвездной среды. С точки зрения физики пульсары — нейтронные звезды представляют собой уникальные объекты для исследования вещества в экстремальном состоянии сверхбольших плотностей (10^{14} — 10^{15} г/см³) и сверхсильных магнитных полей ($\sim 10^{12}$ Гс). Необычные физические условия, очень высокая плотность энергии излучения (яркостная температура до 10^{30} К) сильно стимулировали развитие теории пульсаров — нейтронных звезд.

За период немногим более 10 лет опубликованы сотни статей, посвященных исследованию характеристик излучения пульсаров и анализу возможных механизмов этого излучения. Издательство «Мир» выпустило в переводе на русский язык два сборника статей — «Пульсары» (1970) и «Нейтронные звезды и пульсары» (1974). В 1979 г. вышла в свет переводная монография «Пульсары», написанная директором Королевской Гринвичской обсерватории Ф. Г. Смитом.

Теперь вниманию читателей предлагается книга о пульсарах, написанная Р. Манчестером (Австралия) и Дж. Тейлором (США). Авторы книги — ведущие специалисты в области исследования пульсаров, внесшие большой личный вклад в их изучение.

Если книга Смита предназначалась для ознакомления с проблемой пульсаров возможно более широких кругов неспециалистов — научных работников, инженеров, заинтересованных любителей, то книга Манчестера и Тейлора рассчитана прежде всего на специалистов — астрономов и радиоастрономов, физиков

и радиофизиков, радиотехников. Ее задача — познакомить читателя с богатейшим фактическим материалом, накопленным с помощью наблюдений на современных инструментах, и дать общее представление о теоретических моделях и интерпретациях.

Английский вариант книги издан в 1977 г. За прошедшие 3 года появилось много новых экспериментальных данных. Число известных пульсаров выросло со 149 до 327. Однако основные выводы книги практически не изменились.

Перевод книги дополнен новыми данными, подготовленными авторами специально для русского издания, в частности, в список пульсаров, помещенный в приложении, авторами включены все известные им пульсары на январь 1980 г. Замечено несколько рисунков и внесен ряд других изменений.

К сожалению, в книге практически отсутствуют сведения о результатах работ советских ученых, которые внесли большой вклад в исследование радиоизлучения пульсаров.

Перевод выполнен В. А. Извековой (гл. 1, 2, 3, 6, 7 и 8) и С. Н. Родионовым (гл. 5, 9 и 10). Большую помощь в переводе оказали О. А. Кузьмин, подготовивший для перевода гл. 4 и В. В. Усов, просмотревший гл. 5, 9 и 10 в рукописи перевода.

В заключение хотелось бы выразить искреннюю благодарность авторам книги, приславшим исправления и дополнения к книге, а также предисловие к русскому изданию.

Февраль 1980 г.

А. Д. Кузьмин

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

За три года, прошедшие после выхода в свет этой книги на английском языке, исследования пульсаров значительно продвинулись вперед. Среди результатов наблюдений наиболее важно открытие 155 новых пульсаров в ходе второго обзора, выполненного обсерваторией Молонгло (Австралия). Данные этого обзора и обзора на высоких северных широтах, при котором было открыто 17 новых пульсаров, нашли отражение в дополнениях и изменениях, внесенных в приложение, ряд рисунков и некоторые места текста. К сожалению, мы не смогли привести в соответствие с новыми данными гл. 8 «Статистика пульсаров и распределение в Галактике», поскольку анализ и интерпретация этих данных еще не закончены. Существенный прогресс достигнут в изучении двойных пульсаров, и с учетом этого внесены изменения в гл. 5. В гл. 7 описан важный результат наблюдений, состоящий в прямом измерении тригонометрического параллакса нескольких пульсаров.

Теоретические работы в основном представляли собой продолжение предыдущих исследований. Значительное внимание уделялось проблемам внутреннего строения и динамике нейтронных звезд. Обзор литературы, посвященной этим проблемам, недавно был сделан Беймом и Петнком [396]. Другое важное направление теоретических работ связано с физикой магнитосферы пульсара; детальные исследования в этой области выполнили Ченг и Рудерман [397, 398, 399], Аронс, Фолн и Шарлеман [395, 401, 409], а также Местел, Филлипс и Уонг [406, 407]. Статьи этих и других авторов в основном посвящены характерным особенностям строения магнитосферы, а не деталям механизма излучения импульсов. Включение этих теоретических разработок в книгу повлекло бы за собой существенную переработку соответствующих разделов, и мы не стали этого делать.

В заключение мы благодарим профессора А. Кузьмина и его коллег, которые предложили перевести данную книгу на русский язык и выполнили этот перевод.

Январь 1980 г.

*Р. Н. Манчестер
Дж. Х. Тейлор*

Посвящается Джоселин Белл,
без интуиции и настойчивости
которой мы были бы лишены
удовольствия изучать пульсары

ПРЕДИСЛОВИЕ

Немногие события оказали столь же мощное воздействие на направление астрофизических исследований, как открытие пульсаров, сделанное в 1967 г. группой кембриджских радиоастрономов под руководством Энтони Хьюиша. Шведская Академия наук отметила этот факт, наградив Хьюиша в 1974 г. Нобелевской премией по физике в знак признания работ, которые привели к открытию пульсаров.

Это открытие стимулировало развитие новых методов исследования быстропеременных объектов на всем протяжении электромагнитного спектра — от низких радиочастот до гамма-излучения. Пульсары представляют собой почти идеальные зонды для исследования межзвездной среды и широко используются в этом качестве, поскольку распространены по всей Галактике, а их излучение имеет импульсный характер и сильно поляризовано. В области теории пульсары послужили стимулом для множества работ, посвященных электродинамике вращающихся намагниченных звезд, процессам когерентного излучения, а также строению и свойствам нейтронных звезд. Отождествление пульсаров с нейтронными звездами дало первое наблюдательное доказательство существования этих чрезвычайно компактных объектов, предсказанных теоретически В. Бааде и Ф. Цвикки в 1934 г. Ранние эксперименты по поиску нейтронных звезд ограничивались попытками обнаружить тепловое рентгеновское излучение с их поверхности. Как заметил по этому поводу Джон А. Уилер, никто и не представлял себе, что нейтронные звезды снабжены бубенчиками!

За немногие годы, прошедшие со времени открытия пульсаров, мы стали гораздо лучше понимать их природу. К 1969 г. утвердилось представление о вращающейся нейтронной звезде, и большинство последующих работ основывалось на этой модели. Однако следует напомнить, что возможны и другие объяснения тех явлений, которые мы наблюдаем. Например, Мерц [229] высказал предположение, что импульсы излучаются мазерами с синхронизацией мод, возникающими при направленном распространении волн вокруг белых карликов. Тем не менее до настоящего времени не существует альтернативной модели, способной дать такое же удовлетворительное объяснение широкому многообразию явлений, наблюдаемых в пульсарах,

какое обеспечивается моделью вращающейся нейтронной звезды.

Еще предстоит сделать многое, но уже сейчас основные характеристики пульсаров, следующие из наблюдений, установлены довольно надежно. В противоположность этому многие теоретические представления, в особенности касающиеся внутреннего строения нейтронных звезд и электродинамики магнитосферы пульсаров, продолжают быстро развиваться. Эти исследования проводятся в различных направлениях на передовых рубежах физики и часто ведут к выводам, порой противоречащим друг другу. Учитывая такое состояние проблемы, а также наши собственные научные интересы, мы посвятили основную часть этой книги описанию наблюдаемых свойств пульсаров. Обсуждению теоретических моделей отведены лишь две (хотя и самые длинные) главы нашей книги.

Цель книги — обеспечить достаточно полное ознакомление читателя с исследованием пульсаров на уровне, доступном для студентов и аспирантов. Вследствие сравнительной молодости этого направления науки оказалось возможным дать довольно полный обзор наших представлений о пульсарах на настоящий момент. Поэтому мы надеемся, что книга окажется полезной также и для астрономов и астрофизиков, непосредственно занимающихся исследовательской работой. Разумеется, большая часть информации почерпнута из весьма обширной литературы, посвященной пульсарам. В то же время мы использовали довольно значительный объем неопубликованных данных, которые нашли отражение во многих таблицах и рисунках. В основном (за исключением важных работ) мы делали ссылки только на самые последние работы в данной области. В них, как правило, можно найти ссылки на материалы более ранних исследований.

Значительную помощь оказали нам советы и предложения наших коллег, частично или полностью просмотревших рукопись книги, а именно: Дж. Л. Касвелла, В. А. Коулза, В. М. Госса, Р. Н. Хенриксена, Ф. К. Лэмба, Б. А. Манчестера. Особенно мы благодарны Дж. А. Робертсу, который тщательно прочитал всю рукопись. Ряд коллег прислали нам препринты, неопубликованные данные и иллюстрации, за которые мы им очень признательны. Мы благодарим д-ра Дж. П. Уайлда за разрешение воспользоваться во время подготовки этой книги помощью Отделения радиофизики Организации Британского содружества по научным и промышленным исследованиям. Особенно глубокую благодарность мы выражаем издательскому отделу Организации.

*Р. Н. Манчестер
Дж. Х. Тейлор*

Март 1977 г.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПУЛЬСАРОВ

ОТКРЫТИЕ ПУЛЬСАРОВ

Одним из наиболее интересных астрономических открытий в последнее время явилось обнаружение в конце 1967 г. радиопульсов, излучаемых с точностью часового механизма объектами, которые впоследствии стали называть пульсарами. Это открытие, сделанное Джоселин Белл и Энтони Хьюишем в Кембриджском университете, было прямым (но неожиданным) результатом введения в строй радиотелескопа большого размера, предназначенного для изучения межпланетных мерцаний компактных радиоисточников. Телескоп представляет собой прямоугольную антенную решетку, содержащую 2048 волновых диполей, работающую на частоте 81,5 МГц и занимающую площадь почти 5 акров* (рис. 1.1). Диполи решетки фазированы так, чтобы создать несколько лучей, имеющих ширину около 1° по прямому восхождению и 6° по склонению и отстоящих друг от друга на 6° в направлении север—юг. Во время первых наблюдений по исследованию мерцаний, которые привели к открытию пульсаров, одновременно использовались четыре луча. Постоянная времени приемников составляла около 0,1 с [153]. Таким образом проводился неоднократный обзор значительной части неба с использованием высокочувствительной быстродействующей аппаратуры — вот та ситуация, которая оказалась благоприятной для открытия пульсаров.

Радиотелескопы с чувствительностью, достаточной для обнаружения пульсаров, существовали уже с 50-х годов. Однако, поскольку быстрые временные вариации излучения от небесных источников (за исключением источников в Солнечной системе) не были известны, приемники и регистрирующие устройства обычно имели постоянные времени порядка нескольких секунд для сглаживания случайных флуктуаций шума. Средний же уровень потока от большинства пульсаров довольно низок, значительно ниже порога обнаружения в ранних обзорах, сделанных на радиотелескопах с большими постоянными времени.

* 1 акр=0,40 га.—Прим. ред.

Радиоастрономы кембриджской группы сами с трудом поверили, что странные спорадические сигналы, которые они наблюдают, излучаются астрономическими объектами естественного происхождения. Отчетливо различные периодические импульсы были впервые зарегистрированы 28 ноября 1967 г. (рис. 1.2). В течение последующих восьми недель Хьюиш и его

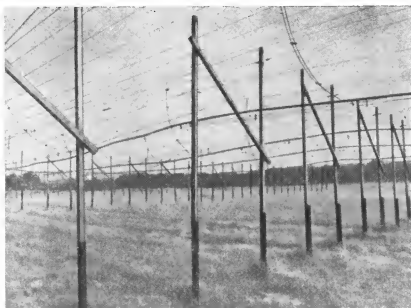


Рис. 1.1. Часть антенной решетки (частота 81,5 МГц) в Маллардской радиоастрономической обсерватории, на которой были открыты пульсары (с разрешения д-ра Хьюиша).

коллеги занимались систематическим исключением всех наиболее вероятных объяснений странных сигналов. Были исключены искусственные сигналы, посылаемые космическими аппаратами или отражаемые от Луны или планет, потому что отсутствие какого-либо параллакса, большего $2'$, говорило о том, что источник лежит вне Солнечной системы. Когда было выяснено, что длительность излучаемых импульсов составляет примерно 20 мс и поэтому (с учетом времени прохождения света) источник по размеру не может быть больше, чем Земля, возникло предположение, что сигналы могут передаваться внеземной цивилизацией. Однако оказалось невозможным распознать какой-нибудь код в приходящих сигналах, а отсутствие доплеровского изменения частоты повторения импульсов

(помимо объясняемого орбитальным движением Земли) сделало маловероятным предположение, что источник излучения располагается на планете. Когда было обнаружено еще три подобных пульсирующих источника, стало очевидным, что они должны иметь естественное происхождение.

Хьюиш, Белл, Пилкингтон, Скотт и Коллинз сообщили об открытии первого пульсара PSR 1919+21* 24 февраля 1968 г. в журнале «Нейчер»**. В этой исключительно обстоятельной статье были представлены основные факты и их интерпретация,

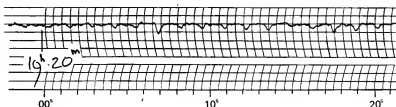


Рис. 1.2. Первая запись отдельных импульсов пульсара PSR 1919+21, зарегистрированных 28 ноября 1967 г. Направление вниз на записи соответствует увеличению интенсивности. ([151]; авторское право принадлежит Американской ассоциации содействия развитию науки.)

и в частности предложена модель, отождествляющая пульсар с белым карликом или нейтронной звездой.

Открытие пульсаров оказало необыкновенное воздействие на астрономов всего мира. В течение нескольких недель большинство крупных радиотелескопов мира было направлено на пульсар PSR 1919+21, и возник поток экспериментальных и теоретических работ, направляемых в журналы. За 1968 г. было опубликовано более 100 статей, сообщающих о наблюде-

* В первое время в пульсарной радиоастрономии было принято обозначать пульсары двумя буквами, например CP: C — сокращенное название обсерватории (Cambridge — Кембридж) и P — сокращение слова pulsar (пульсар), за которыми следовало четырехзначное число, обозначающее прямое восхождение в часах и минутах, например 1919. С началом более обширных наблюдений пульсаров с более высокой чувствительностью оказалось, что эта система не в состоянии дать однозначные обозначения для многих объектов. По этой причине, а также из-за стремления к более однородной и четкой номенклатуре для всех пульсаров было принято обозначение PSR (сокращение слова pulsar). Как и в первоначальной системе, за этими буквами следует четырехзначное число, означающее прямое восхождение (в координатах, приведенных к эпохе 1950,0), а также знак и две цифры, обозначающие склонение в градусах. Когда необходимо дополнительное разрешение, склонение дается с точностью десятых долей градуса добавлением еще одной цифры.

** Описание Хьюишем открытия пульсаров см. в Science, 188, 1079, 1975.

ниях пульсаров или об их интерпретации. В большинстве радио-обсерваторий предпринимались попытки обнаружить новые пульсары. Наиболее согласованные усилия в этом направлении были приложены на крупных телескопах с ограниченной подвижностью, таких, как крест Миллса в Молонгло (Австралия), меридиональный 92-метровый параболический рефлектор в Грин-Бэнк (Западная Виргиния, США), 305-метровый сферический рефлектор в Аресибо (Пуэрто-Рико) и дипольная антенная решетка в Кембридже (Англия). К четырем первым пульсарам, открытым кембриджской группой радиоастрономов, прибавился 51 пульсар, обнаруженный группой из Гарвардского университета, наблюдавшей в Грин-Бэнк; еще по два пульсара были открыты на обсерваториях в Кембридже, Молонгло, Аресибо и один — в Джодрелл-Бэнк (Англия). Первые из открытых пульсаров имели сходные характеристики, в частности, они излучали узкие импульсы переменной амплитуды с периодами от 0,25 до 1,96 с.

Позже, в конце 1968 г., группа из Молонгло сообщила об открытии очень быстрого пульсара с периодом всего лишь 0,089 с, расположенного вблизи центра протяженного остатка сверхновой в созвездии Парусов (Vela X) [195]. Почти в то же самое время в Грин-Бэнк Стэйлин и Райфенштейн [336] сообщили об обнаружении двух источников импульсного излучения в районе Крабовидной туманности, представляющей собой наиболее глубоко изученный остаток сверхновой. Наблюдения в Аресибо показали, что один из этих пульсаров расположен на расстоянии 5' от центра Крабовидной туманности и что его период составляет только 0,033 с. Более того, вскоре было обнаружено, что период этого пульсара увеличивается примерно на $1/2000$ в год. Наблюдения пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов показали, что эти объекты связаны со сверхновыми. Как предположил Голд [110], они, вероятно, представляют собой нейтронные звезды, высокая скорость вращения которых соответствует частоте наблюдаемых импульсов. Кроме того, существование пульсара в Крабовидной туманности удовлетворяет предположению, высказанному Уилером [378] и Пачини [261] до открытия пульсаров, что источником энергии в Крабовидной туманности может быть нейтронная звезда. (Пачини также проанализировал превращение энергии вращения в магнитно-дипольное излучение и связанное с ним движение частиц.)

В течение первого года довольно бессистемных наблюдений пульсаров исследователи на различных обсерваториях концентрировали свои усилия на тех наблюдательных задачах, которые можно было решить с помощью уже имевшейся аппаратуры. Кроме упомянутого поиска новых пульсаров основные

усилия были направлены на исследование характеристик отдельных импульсов и субимпульсов (Аресибо), измерение средних профилей, моментов прихода и поляризации импульсов (Джодрелл-Бэнк), получение радиочастотных спектров (Паркс, Австралия) и выполнение детальных измерений на очень высоких частотах (2300 МГц, станция слежения за дальними космическими объектами в Голдстоуне, Калифорния). Кроме того, проводились наблюдения в оптической области и на более коротких длинах волн. Как только координаты пульсаров стали известны с точностью до нескольких угловых секунд, была применена оптическая фотометрия с высоким временным разрешением и тщательно проверены фотопластинки, полученные при обзорах неба, в поисках доказательств существования этих объектов в оптической области. За исключением нескольких ложных сигналов, оптические наблюдения давали отрицательные результаты, пока Кок, Дисней и Тейлор [56] в обсерватории Стьюарда (Аризона, США) не обнаружили в центре Крабовидной туманности звездный источник, период оптических вариаций которого был равен периоду радиопульсара. Вскоре выяснилось, что звезда, излучающая оптические импульсы, была отождествлена Бааде и Минковским в 1942 г. с остатком взрыва сверхновой. Через год импульсное излучение этого объекта было обнаружено в рентгеновском диапазоне, а еще позднее — в гамма-лучах. Наиболее значительное событие последних лет в этой области — открытие пульсара, входящего в двойную систему [166]. Точные измерения орбиты этого пульсара помогут сделать выбор между различными теориями гравитации, а история его эволюции может пролить свет на связь между пульсарами и рентгеновскими источниками в двойных системах.

МОДЕЛИ ПУЛЬСАРОВ

Поистине ошеломляющий непрерывный приток наблюдательных данных в течение 1968 и 1969 гг. дал теоретикам благоприятную возможность испытать множество предполагаемых вариантов интерпретации. Вначале главные усилия были направлены на исследование природы строгой периодичности импульсов, самой характерной особенностью пульсаров. Из первых сообщений выяснилось, что основной период большинства пульсаров стабилен с точностью, лучшей 10^{-7} , в течение нескольких месяцев. Этого факта было вполне достаточно, чтобы строго ограничить диапазон разумных моделей, ибо такая точность возможна лишь при наличии объектов с большой инерционной массой. Кроме того, короткие периоды повторения импульсов означали, что эти объекты должны быть очень компактны по сравнению с обычными звездами. Стало очевидным,

что этим условиям удовлетворяют белые карлики или теоретически предсказанные нейтронные звезды.

В качестве вероятных механизмов возникновения периодических сигналов было рассмотрено три модели: радиальные пульсации (аналогичные пульсациям в классических цефеидах), орбитальное движение и вращение объекта вокруг своей оси. Сначала широкое внимание уделялось пульсациям, хотя наблюдаемые периоды, по-видимому, были слишком малы для белых карликов и чрезмерно велики для нейтронных звезд. С открытием пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов, имеющих периоды меньше 0,1 с, радиальные пульсации белых карликов по существу были исключены из рассмотрения. Теоретические модели показывали, что белые карлики не могут пульсировать быстрее чем один раз в секунду. Кроме того, поскольку период пульсаций звезд приблизительно пропорционален $\rho^{-1/2}$, где ρ — средняя плотность звезды, наблюдаемый интервал периодов в два порядка величины означал, что диапазон значений плотности слишком велик для одного класса объектов.

Вскоре была исключена и модель, учитывающая орбитальное движение белых карликов и нейтронных звезд. Пара белых карликов даже при условиях контакта может иметь орбитальный период не менее 1,7 с [258]. Механизм, связанный с орбитальным движением, также неприемлем, поскольку потеря энергии в виде гравитационного излучения приводила бы к вековому уменьшению периода и быстрому прекращению орбитального движения. Из наблюдений пульсара в Крабовидной туманности [293], пульсара в созвездии Парусов [277] и долгопериодических пульсаров видно, что во всех случаях период постепенно увеличивается, а не уменьшается. Трудности с гравитационным излучением снимаются, если предположить наличие небольшого твердотельного объекта массой $\ll 10^{-6} M_{\odot}$, вращающегося вокруг нейтронной звезды, однако приливные силы разрушили бы любой такой спутник.

Итак, остается лишь одно разумное объяснение механизма строго периодического излучения пульсаров — вращение вокруг своей оси. Предполагается, что вращение белых карликов стабильно лишь при периодах вращения более 1 с [258], а более короткие периоды невозможны вследствие разрушающего действия центробежных сил. Более того, при расстояниях, полученных для ближайших пульсаров, белые карлики должны быть доступны для оптических наблюдений, но, как упоминалось выше, ни один из указанных пульсаров не был отождествлен с оптическим объектом. При любой модели вращения радиус звезды должен быть таков, чтобы экваториальная скорость не превышала скорости света. Для пульсара в Крабовидной

туманности это условие означает, что его радиус меньше 1700 км; нейтронная звезда представляет собой единственную известную конфигурацию с радиусом, меньшим этого значения. Таким образом, быстро вращающаяся вокруг своей оси нейтронная звезда оказалась самой простой, самой гибкой и наиболее интересной моделью пульсара, которая позволила получить значения периодов в интервале, соответствующем наблюдениям. Впервые нейтронная звезда была рассмотрена Пачини [261], а Голд [110] предложил модель пульсара на ее основе. Бааде и Цвикки [11] высказали предположение, что нейтронные звезды должны образовываться при взрывах сверхновых. Связь двух пульсаров, имеющих самые короткие периоды из тех, что известны в настоящее время, с остатками сверхновых дала дополнительную поддержку интерпретации пульсара как вращающейся нейтронной звезды.

Если излучение, которое мы наблюдаем в виде импульсов, представляет собой одиночный узкий луч, то период пульсара будет равен периоду вращения звезды. На этом основании Голд правильно предсказал, что период пульсара должен постепенно возрастать. Еще одним свидетельством в поддержку модели вращающейся нейтронной звезды послужило то обстоятельство, что скорость, с которой пульсар в Крабовидной туманности теряет кинетическую энергию вращения, соответствует (в пределах ошибок оценки) энергетическому балансу Крабовидной туманности. Кроме того, наблюдаемую скважность импульсов и временную симметрию многих форм импульсов можно легко согласовать с основной моделью «маяка», тогда как в модели пульсаций или в других моделях эти характеристики получить гораздо труднее.

К середине 1969 г. модель вращающейся нейтронной звезды, объясняющая регулярность импульсов, получила всеобщее признание. Однако оказалось, что понять механизм излучения, ответственный за эти импульсы, гораздо труднее. Измеренная плотность радиопотока наряду с вероятными оценками расстояния и верхнего предела размеров излучающих областей в ряде случаев приводит к яркостным температурам пульсаров выше 10^{30} К. Для некогерентного излучения основное термодинамическое ограничение заключается в том, что яркостная температура $T_b \leq \varepsilon/k$, где ε — энергия частицы и k — постоянная Больцмана; так, для $T_b \approx 10^{30}$ К потребовалась бы энергия частиц 10^{26} эВ и более, т. е. на много порядков величины больше, чем энергия, даваемая любым известным механизмом. Поэтому почти несомненно, что механизм излучения должен быть высококогерентным для того, чтобы излучать радиопульсы наблюдаемой интенсивности. Для всех пульсаров скорость потери кинетической энергии вращения (получаемая из

наблюдаемой скорости замедления) более чем достаточно чтобы объяснить наблюдаемые радиопульсы, а также высокочастотное импульсное излучение в случае пульсаров в Крабовидной туманности и созвездии Парусов. Однако до сих пор нет общепринятой модели, объясняющей механизм преобразования кинетической энергии вращения в наблюдаемое нами импульсное излучение. В гл. 10 обсуждаются предполагаемые механизмы излучения.

ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА

В настоящее время известен 321 пульсар*. Все они обладают рядом основных характеристик, из которых самой важной

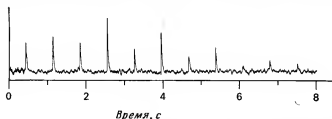


Рис. 1.3. Запись отдельных импульсов пульсара PSR 0329+54, открытого одним из первых. Импульсы записаны на частоте 410 МГц при инструментальной постоянной времени 20 мс. Период повторения составляет около 0,714 с.

является широкополосное излучение шума в виде периодической последовательности *импульсов* (рис. 1.3). Интенсивность наблюдаемых импульсов изменяется в широких пределах; иногда наблюдается полное отсутствие импульсов. Тем не менее, безотносительно к интенсивности моменты прихода импульсов подчиняются периодическому закону. Если постоянную времени приемной аппаратуры уменьшить примерно до 1 мс, то выявляется более сложная структура импульса. Часто оказывается, что отдельные импульсы состоят из двух и более *субимпульсов*, которые нередко накладываются друг на друга и имеют характерную ширину 1—2 % от периода. При дальнейшем уменьшении постоянной времени примерно до 10 мкс обнаруживается, что внутри субимпульсов некоторых пульсаров видна *микроструктура*, которая имеет характерную ширину около 0,1 % от периода. Поскольку основной механизм строго периодического излучения отождествляется с вращением нейтронной звезды, то время в пределах периода часто выражают через *долготу* ϕ так, что период импульса соответствует 360° .

* См. предисловие редактора перевода.—Прим. ред.



Типичная ширина субимпульсов, выраженная в единицах долготы, составляет около 5° , а ширина микроимпульсов — около $0,3^\circ$.

Помимо вариаций по амплитуде субимпульсы испытывают вариации по долготе, или, иначе говоря, по фазе, в пределах «окна» импульса, или *среднего профиля*, представляющего профиль среднего импульса, полученного при сложении многих импульсов синхронно с периодом пульсара. В противоположность переменному характеру субимпульсов данного пульсара форма среднего профиля очень стабильна. Средние профили различных пульсаров могут сильно отличаться друг от друга. Около половины известных пульсаров имеют профили, содержащие одиночный пик, или *компонент*. У остальных пульсаров в среднем профиле присутствуют несколько компонентов, иногда частично перекрывающихся. Относительно часто встречаются двухкомпонентные, или «двойные», профили. В профилях некоторых пульсаров наблюдается до пяти компонентов; в ряде случаев эти компоненты расположены симметрично относительно центра, так что профиль имеет «двойную» форму. *Эквивалентная ширина* средних профилей, которая определяется как энергия импульса, деленная на плотность потока в максимуме, обычно составляет около 10° (или 3 % от периода), причем компоненты двойных профилей иногда отстоят друг от друга до 40° .

За исключением пульсирующих рентгеновских источников в двойных системах (гл. 5), все известные пульсары были открыты на радиочастотах. Если не считать возможного обнаружения нескольких долгопериодических пульсаров в γ -лучах, только пульсары в Крабовидной туманности (PSR 0531 + 21) и в созвездии Парусов (PSR 0833 — 45) излучают вне радиодиапазона. Обычно радиочастотный спектр довольно крутой; типичное значение спектрального индекса α , определяемого соотношением

$$S = S_0 \nu^\alpha, \quad (1.1)$$

где S — плотность потока, ν — частота, составляет около $-1,5$. На более высоких частотах (примерно свыше 1 ГГц) спектр большинства пульсаров становится круче, а в ряде случаев между 100 и 500 МГц наблюдается максимум спектра.

Из распределения, показанного на рис. 1.4, можно видеть, что измеренные периоды пульсаров лежат в пределах от 0,03 до 5,0 с, а значение медианы составляет около 0,66 с. Самый короткий известный период (0,033 с) наблюдается у пульсара в Крабовидной туманности; другой пульсар с очень коротким периодом (0,059 с) является членом двойной системы, орбитальный период которой равен 7 ч 45 мин. Точные измерения, выполненные для ряда пульсаров, позволили обнаружить, что

во всех случаях период систематически увеличивается. Обычно наблюдаемые скорости изменения составляют около 10^{-15} с за 1 с, или несколько десятков наносекунд в год. Систематическое увеличение периодов означает, что возраст пульсаров вряд ли превышает *характерное время* $T = P\dot{P}^{-1}$, типичное значение которого составляет около 10^7 лет. Для короткопериодических пульсаров скорости изменения периода часто бывают больше, а характерные времена меньше, чем для долгоперио-

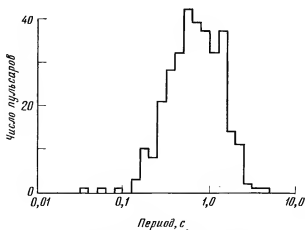


Рис. 1.4. Распределение периодов пульсаров.

дических; например, для пульсара в Крабовидной туманности $T = 2480$ лет.

На рис. 1.5 показано положение пульсаров (в галактических координатах). Несмотря на то что несколько серий наблюдений с высокой чувствительностью было сосредоточено на широтах в пределах нескольких градусов от плоскости Галактики, наблюдаемая концентрация пульсаров вдоль этой плоскости является действительно существующим эффектом и показывает, что пульсары расположены внутри нашей Галактики. Концентрация пульсаров в направлении к центру Галактики также реальна и означает, что, по крайней мере в окрестности Солнца, плотность пульсаров растет с уменьшением галактоцентрического радиуса. Более подробно распределение пульсаров в Галактике будет обсуждаться в гл. 8.

Как и для большинства астрономических объектов, в случае пульсаров трудно определить точные расстояния. Для многих из них расстояние можно оценить только по дисперсии, которой подвергается импульс при прохождении через межзвездную

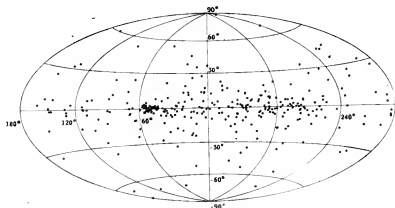


Рис. 1.5. Распределение пульсаров по галактическим координатам, показанное в хаммеровской равноплощадной проекции.

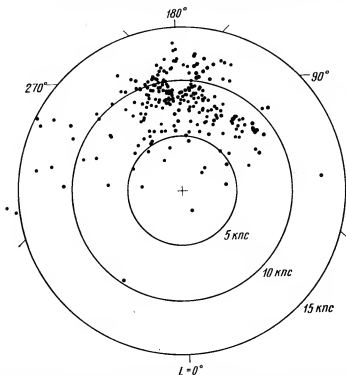


Рис. 1.6. Распределение пульсаров в проекции на галактическую плоскость. В большинстве случаев расстояния получены из меры дисперсии. Для ясности рисунка из области в пределах 1 кпс от Солнца исключено 59 пульсаров.

среду. Мера дисперсии пропорциональна плотности электронов в столбе вдоль луча зрения, поэтому, если известно распределение плотности электронов, можно вычислить расстояния. На практике пользуются независимыми измерениями расстояний до некоторых пульсаров для того, чтобы определить среднюю межзвездную плотность электронов и таким образом прокалибровать шкалу расстояний для других пульсаров. Расстояния, полученные этим способом, лежат приблизительно между 100 и 20 000 пс*, причем более далекие источники всегда находятся в пределах нескольких градусов от плоскости Галактики.

Вследствие неопределенности в распределении плотности электронов оценки расстояний до отдельных пульсаров могут содержать значительные ошибки и отличаться от истинных расстояний вдвое. Однако в общем, судя по статистике, эти оценки довольно точны. Для большинства пульсаров вычисленные значения расстояния z от плоскости Галактики (по оси z , перпендикулярной этой плоскости) меньше 300 пс, так что общее распределение пульсаров в Галактике по форме напоминает диск. На рис. 1.6 дано распределение пульсаров в проекции на плоскость Галактики. Спиральная структура не различается, несомненно, вследствие ошибок в определении расстояний до пульсаров.

В приложении приведен список основных характеристик 321 пульсара, известного к моменту перевода книги (январь 1980 г.).

* Парсек; 1 парсек = 3,26 светового года = $3,086 \cdot 10^{13}$ км.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СРЕДНИХ ПРОФИЛЕЙ ИМПУЛЬСОВ

Вскоре после открытия пульсаров было обнаружено, что средний (суммарный) профиль импульса данного пульсара очень стабилен и имеет характерную для него форму. Кроме того, уже первые наблюдения показали, что во многих случаях эти профили характеризуются высокой степенью поляризации, причем у ряда пульсаров наблюдается 100-процентная линейная поляризация. В этой главе описываются свойства средних профилей, включая их форму, интенсивность и поляризацию, а также зависимость этих свойств от времени и частоты.

ФОРМА

Форма среднего профиля импульса является одной из наиболее важных характеристик пульсара. Поскольку отношение сигнал—шум улучшается в процессе усреднения, для большинства известных пульсаров были получены средние профили хорошего качества, часто на нескольких различных частотах. Наблюдения пульсаров показывают, что формы профилей бывают весьма сложными, с несколькими компонентами, т. е. различными максимумами, и каждый пульсар имеет свой характерный профиль. На рис. 2.1 приведены средние профили импульсов 45 пульсаров, отражающие широкое разнообразие наблюдаемых форм. Преобладают однокомпонентные профили, но встречается и немало многокомпонентных. Обычно основной формой многокомпонентных профилей является «двойная», при которой два главных максимума, имеющие крутые внешние края, разделены седлообразной областью. Например, средний профиль для пульсара PSR 1237 + 25 (рис. 2.1, нижний ряд) имеет пять характерных компонентов, но по форме подобен двойному профилю. Расположение его компонентов близко к симметричному относительно центра профиля, но в других пульсарах, например в PSR 2045 — 16 (рис. 2.1, нижний ряд), центральные компоненты смещены.

В общем форма среднего профиля пульсара в некоторой степени зависит от частоты, но общий характер профиля обычно остается одним и тем же на всех частотах. Поэтому представ-

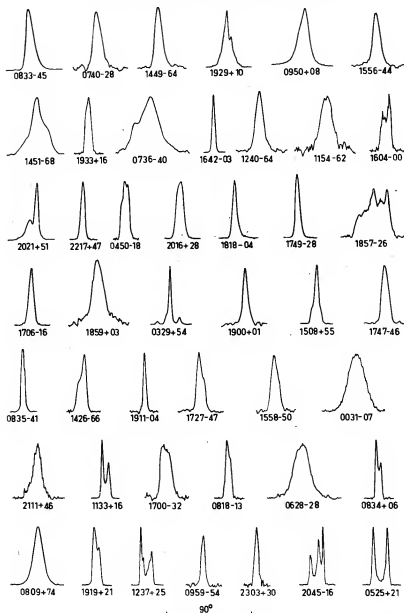


Рис. 2.1. Профили средних импульсов 45 пульсаров, изображенные в одном и том же масштабе по долготе (масштабный отрезок, соответствующий 90°, приведен в нижней части рисунка). Эти профили записаны на частотах между 400 и 650 МГц и расположены в порядке возрастания периода импульсов.

ляется разумным разделить пульсары на две обширные группы, которые Тейлор и Хьюгенин [349] в соответствии с тем, имеют ли данные пульсары «одиночный» или «двойной» профиль, назвали типом S (simple — простой) и типом C (complex — сложный). Поскольку на частотах около 400 МГц имеется большее число наблюдений, чем на других частотах, то для классификации условно используют профили, полученные на этой частоте. Такое деление в соответствии с формой профиля среднего импульса коррелирует с рядом других свойств пульсаров. Например, для пульсаров типа C характерны более длительные периоды, во многих случаях превышающие 1 с (рис. 2.1). Они редко имеют очень малое значение параметра $P\dot{P}$, который связан с напряженностью магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Пульсары этого типа обычно характеризуются высокой степенью поляризации излучения и плавными вариациями позиционного угла вдоль профиля. С другой стороны, пульсары типа S часто имеют короткие периоды, низкие значения параметра $P\dot{P}$, слабую поляризацию и скачкообразные изменения позиционного угла вдоль профиля.

Еще одна характерная особенность пульсаров, которая выходит за рамки вышеуказанных категорий, — явление *дрейфующих субимпульсов* (стр. 50). Пульсары с дрейфующими субимпульсами относят к типу D или, если требуется более подробная классификация с указанием простого или сложного среднего профиля, типом SD или CD. Наиболее упорядоченная картина дрейфа наблюдается в пульсарах типа SD.

Из рис. 2.1 видно, что многие пульсары имеют два или более неразрешенных и перекрывающихся друг с другом компонента. Баккер [17] предложил схему классификации, согласно которой пульсары с двумя перекрывающимися компонентами относятся к категории «двойных неразрешенных». Кроме того, он предложил выделить пульсары с тремя и более компонентами в отдельный тип M (multiple — многократный).

Для большинства пульсаров энергия, излучаемая в импульсе, сосредоточена в малой части периода, однако существует ряд исключений. У нескольких пульсаров отмечается дополнительный компонент импульса, *интеримпульс*, расположенный примерно посередине между главными импульсами. Например, пульсар в Крабовидной туманности PSR 0531 + 21 имеет три компонента: главный импульс, предимпульс и интеримпульс, энергия которого сравнима с энергией главного импульса и который расположен позже него на 13 мс, или на 145° по долготе. У половины пульсаров, о которых известно, что они имеют интеримпульсы, энергия интеримпульса составляет всего лишь несколько процентов от энергии главного импульса (табл. 2.1). Возможно, что истинный период пульсара

Таблица 2.1

Пульсары, имеющие интеримпульсы на радиочастотах

PSR	Период, с	Энергия интеримпульса (в процентах от энергии главного импульса)	Расстояние между главным импульсом и интеримпульсом
0531 + 21	0,033	36 *	145°
0823 + 26	0,531	0,5	180
0904 + 77	1,579	20	180
0950 + 08	0,253	1,8	150
1055 — 52	0,197	85	155
1822 — 09	0,769	10	170
1929 + 10	0,226	2	174

* В энергию главного импульса пульсара PSR 0531+21 включена энергия предимпульса.

PSR 0904+77 составляет половину принятого значения, но это крайне маловероятно для остальных пульсаров, имеющих интеримпульсы.

Импульсное излучение большинства пульсаров ограничено весьма узким интервалом по долготе, но из этого правила наблюдаются исключения. Например, в более коротком из двух интервалов между главным импульсом и интеримпульсом пульсара PSR 0950 + 08 обнаруживается существенное излучение с минимальным значением интенсивности около 0,1 % от интенсивности главного импульса (рис. 2.2). В излучении пульсара может также наблюдаться постоянный компонент. При обычном синхронном накоплении такой компонент исключается методикой вписывания нулевой линии. Поиск этого излучения Хьюгенином и соавторами [163] с применением интерферометрических методов дал для нескольких пульсаров верхние пределы, сравнимые со средней плотностью потока (энергия импульса, деленная на период). У некоторых пульсаров средний профиль намного шире, чем обычно. Например, у пульсара PSR 1541 + 09 ширина импульса по половинной мощности составляет 33°, а излучение наблюдается в течение более половины периода (рис. 2.2). У пульсара PSR 1911 + 03 самый широкий известный профиль с шириной по половине интенсивности 75°.

Такие широкие профили присущи самим пульсарам и не являются следствием эффектов, обусловленных распространением излучения в межзвездной среде. На низких частотах профили импульсов часто подвергаются влиянию рассеяния излучения на неоднородностях электронной плотности. Задержки,

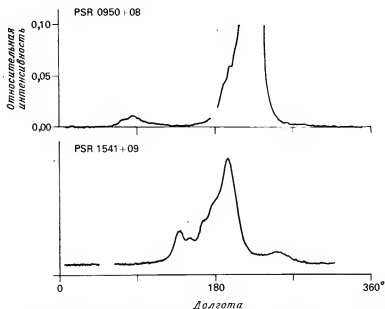


Рис. 2.2. Усеченный средний профиль для пульсара PSR 0950+08 и средний профиль для пульсара PSR 1541+09, записанные на частоте 430 МГц [18]. Эти пульсары отличаются исключительно широкими профилями импульсов

обусловленные этим эффектом, приводят к расплыванию импульса и появлению экспоненциально спадающего «хвоста». Если рассеяние сильное, то задержки могут превышать период импульса, вызывая появление постоянного компонента потока и уменьшение энергии в импульсе.

Межзвездная дисперсия также приводит к «размазыванию» профиля импульса, часто ограничивая временное разрешение, особенно на низких частотах наблюдения. Этот эффект в значительной степени может быть скомпенсирован разделением сигнала на ряд узких частотных полос и их последующим объединением с соответствующими задержками. Применяют два различных метода. Первый метод использует задержки после детектирования [349], второй — считывание до детектирования с последующей обработкой на ЭВМ. Применяя такие методы, Ханкинс [133] обнаружил узкий провал шириной около $0,4^\circ$ по долготе вблизи максимума профиля пульсара 1919+21; подобный же, но менее отчетливый провал был найден приблизительно на $2,2^\circ$ после максимума. Последующий анализ, проведенный Кордсом [65], показал, что относительная глубина главного провала сильно зависит от частоты, составляя около

0,5 на частоте 74 МГц и падая до нуля на частоте около 250 МГц.

Чтобы охарактеризовать протяженность среднего профиля по долготе, обычно используют эквивалентную ширину (энергия импульса, деленная на максимальную плотность потока).

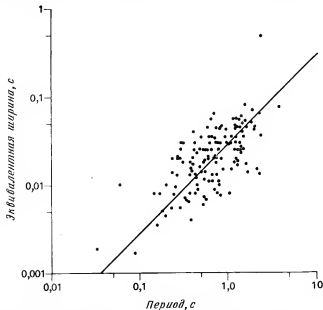


Рис. 2.3. Эквивалентная ширина (или в некоторых случаях ширина по уровню половинной мощности) профилей средних импульсов примерно 140 пульсаров в зависимости от периодов импульсов. Прямая соответствует средней ширине импульса 10° по долготе.

На рис. 2.3 приводится график этой величины в зависимости от периода для большинства известных пульсаров. Хотя существует значительный разброс данных, ширина импульсов пропорциональна периоду, т. е. в единицах долготы ширина импульса приблизительно постоянна. Средняя эквивалентная ширина составляет примерно 10° по долготе, или 3 % от периода. Этот результат находится в соответствии с интерпретацией среднего профиля как поперечного сечения луча, исходящего от нейтронной звезды.

В общем форма среднего профиля для данного пульсара слабо зависит от частоты. Обычно для пульсаров, имеющих два или более компонента, расстояние между этими компонентами пропорционально некоторой степени частоты:

$$\Delta\phi \sim \nu^p. \quad (2.1)$$

Как показано на рис. 2.4, показатель разделения p на низких частотах обычно составляет около $-0,2$. Во многих случаях отмечается наличие частоты «излома», выше которой изменение расстояния между компонентами сохраняет степенной вид, но показатель приобретает более высокие, в том числе положительные значения. В табл. 2.2 для ряда пульсаров приве-

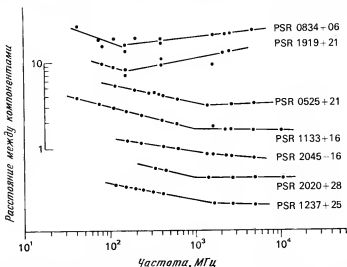


Рис. 2.4. Относительное расстояние между внешними компонентами среднего импульса для пульсаров с «двойными» средними профилями [328].

дены расстояния между компонентами, частоты излома, показатель разделения и число компонентов профиля. Если в профиле имеется более двух компонентов, то обычно расстояние между ними не зависит от частоты. Исключением является пульсар PSR 0329 + 54, для которого расстояния между первым и третьим (главным) и третьим и четвертым (задним) компонентами имеют различную степень частотной зависимости. Наряду с эффектами поляризации, обсуждаемыми ниже, такое поведение компонентов пульсара PSR 0329 + 54 позволяет предположить, что, возможно, у этого пульсара излучение из независимых областей перекрывается.

Помимо уменьшения расстояния между компонентами с увеличением частоты наблюдения Зибера, Райнекке и Вилебински [328] показывают, что в среднем ширины отдельных компонентов уменьшаются на более высоких частотах. Измеренная ширина по половинной мощности несмешанных (неперекрывающихся) компонентов на частоте 4,9 ГГц на 15 %

Таблица 2.2

Компоненты средних профилей ряда пульсаров

PSR	Число компонен- тов	Расстояние между компо- нентами на частоте 400 ^а МГц	Частота излома, МГц	Показатель разделения ρ	
				низкие частоты	высокие частоты
0301 + 19	2	11,1 ^о		—0,30	
0329 + 54 (1 — 3)	4 (5)	13,3	1100	—0,18	—0,08
0329 + 54 (3 — 4)		9,8	900	—0,08	+0,04
0450 — 18	3	14			
0525 + 21	4	14,5	1390	—0,21	+0,06
0628 — 28	2	5 ^б			
0736 — 40	3	38 ^в			
0833 — 45	2	7,5 ^б			
0834 + 06	2	4,5	135	—0,36	+0,11
0950 + 08	2	4		—0,5	
1133 + 16	2	6,6	970	—0,26	0,00
1237 + 25	5	11,4	1410	—0,18	—0,01
1451 — 68	3	25 ^в			
1508 + 55	3	9		—0,25	
1919 + 21	2	4,8	145	—0,34	+0,18
1929 + 10	3	5,0		—0,28	
1933 + 16	2	5			
2016 + 28	2	4			
2020 + 28	3	10,8	960	—0,20	+0,01
2021 + 51	2	7			
2045 — 16	3	13,3	1500	—0,15	—0,07
2319 + 60	3	13,5 ^б			

^а За исключением пульсара PSR 0329+54, везде указано расстояние между внешними компонентами.

^б Измерения выполнены на частоте 1400 МГц.

^в Измерения выполнены на частоте 630 МГц.

меньше, чем на частоте 2,7 ГГц. В нескольких случаях ширина на частоте 4,9 ГГц больше, чем на более низкой частоте; это может быть следствием необнаружимого наложения двух или более компонентов.

Различные компоненты профилей типа С, как правило, имеют несколько отличающиеся спектральные индексы α [уравнение (1.1)]; это также ведет к изменениям в форме средних профилей с частотой. Для компонента с самым крутым спектром не существует определенного устойчивого положения в профиле. Различие между индексами $\Delta\alpha$ для компонентов данного пульсара обычно лежит в пределах 0,1—0,4. Например, для пульсара PSR 2045—16 разность спектральных

индексов второго и третьего компонентов относительно первого составляет соответственно $-0,4$ и $+0,1$. В ряде случаев $\Delta\alpha$ еще больше. На частотах выше 500 МГц спектральный индекс предимпульса пульсара в Крабовидной туманности составляет менее $-5,0$ по сравнению со значением около $-2,8$ для главного импульса. Ниже 500 МГц спектральные индексы для этих двух компонентов приблизительно равны.

В основном число различных компонентов в профиле данного пульсара с частотой не изменяется. Однако в некоторых случаях, на очень высоких или очень низких частотах, какой-либо компонент может стать необнаружимым или могут появиться новые компоненты (или то и другое вместе). Например, на частотах около 400 МГц у пульсара PSR 1642—03 наблюдается простой профиль, близкий к гауссову. В то же время наблюдения Зибера, Райнёкке и Вилебински [328] показывают, что на частотах выше 2 ГГц для этого пульсара характерен трехкомпонентный профиль, подобный профилю пульсара PSR 1508 + 55 (рис. 2.1, четвертый ряд). Из-за этих изменений иногда бывает трудно отождествить одни и те же компоненты на сильно различающихся частотах; в свою очередь это может привести к неточности в вычислении меры дисперсии.

ЭНЕРГИЯ

Энергия наблюдаемых импульсов изменяется в различных временных масштабах. Вариации с характерным временем от нескольких минут до нескольких часов могут быть следствием эффектов межзвездного рассеяния (гл. 7), но вариации с более короткими и с более длинными характерными временами в основном зависят от самого пульсара. В этом разделе мы рассмотрим эффекты долговременных вариаций; изменения энергии от импульса к импульсу будут обсуждаться в гл. 3.

На частотах вблизи 400 МГц более мощные пульсары имеют эквивалентную среднюю плотность потока около $0,1$ Ян*. Поскольку заполнение периода составляет примерно 3% , то это соответствует максимальной плотности потока в импульсе, равной нескольким янским. Энергия импульсов, усредненная за интервалы нескольких сотен периодов, относительно стабильна в течение нескольких часов (после устранения эффектов рассеяния), но день ото дня может изменяться в два раза и более [228]. При больших временных масштабах эти вариации еще больше; на рис. 2.5 показана энергия импульсов пяти пульсаров, зарегистрированная в течение двухлетнего периода.

* Янский; $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$.

Изменения интенсивности вплоть до целого порядка величины происходят с характерным временем флуктуаций 20—70 сут. Форма среднего профиля на данной частоте, полученная при сложении по крайней мере нескольких сотен импульсов, не зависит от флуктуаций энергии среднего импульса.

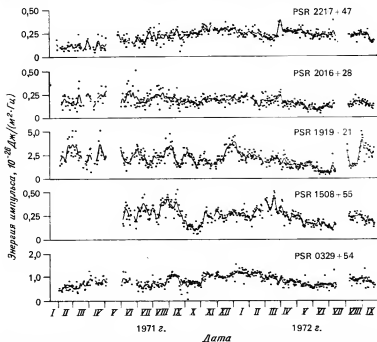


Рис. 2.5. Энергия импульсов пяти пульсаров по данным наблюдений на частоте 156 МГц в течение двух лет. Каждая точка представляет энергию в импульсе, усредненную за 2—4 ч наблюдений [162].

Вариации энергии среднего импульса затрудняют определение спектра радионизлучения пульсара. Для того чтобы получить надежные результаты, необходимы одновременные наблюдения на разных частотах или усреднение многих независимых наблюдений (или то и другое вместе). Исследования такого характера показывают, что на высоких радиочастотах спектральный индекс всегда отрицателен, хотя спектры пульсаров имеют несколько различных форм [19, 326]. На рис. 2.6 показаны примеры наблюдавшихся спектров. По-видимому, около половины пульсаров имеют линейные (степенные) спектры, по крайней мере в измеряемом частотном диапазоне. Спектры

остальных пульсаров менее крутые на низких частотах и отличаются либо двумя линейными участками, как у пульсара PSR 1133 + 16, либо низкочастотным завалом, как у пульсара PSR 0329 + 54. У некоторых пульсаров, например PSR 1929 + 10, наблюдаются оба эффекта. По-видимому, этот излом спектра между двумя степенными участками связан с похожим эффектом, наблюдаемым в случае разделения компонентов (рис. 2.4).

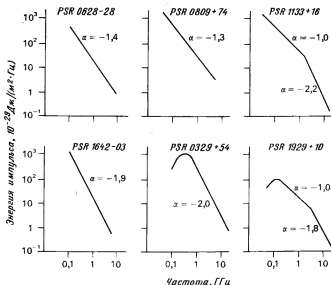


Рис. 2.6. Спектры импульсов шести пульсаров, иллюстрирующие разнообразие наблюдаемых форм. Рядом с каждой кривой указан спектральный индекс α [326].

Например, Зибер [326] нашел следующие частоты излома спектра: PSR 0525 + 21 — 1080 МГц, PSR 0834 + 06 — 140 МГц, PSR 1133 + 16 — 1400 МГц, PSR 1919 + 21 — 260 МГц. Эти значения можно сравнить с соответствующими частотами, приведенными в табл. 2.2. На рис. 2.7 показано распределение измеренных спектральных индексов для выборки известных пульсаров. Приведены индексы для пульсаров с линейными спектрами (включая некоторые пульсары с низкочастотным завалом) и для пульсаров, которые имеют спектры с изломом (два линейных участка). Для большинства пульсаров спектральные индексы имеют значения от -1 до -3 с максимумом в распределении около -1.5 . Для спектров с изломом индексы ниже излома близки к -1 .

По-видимому, наблюдаемые низкочастотные завалы обусловлены механизмом излучения, за исключением тех случаев, когда рассеяние играет значительную роль (см. ниже). Они не имеют экспоненциальной формы, ожидаемой в случае свободно-свободного поглощения в межзвездной среде; кроме того, корреляция между частотой завала и мерой дисперсии отсутствует. Элищур [85] установил, что релятивистское исте-

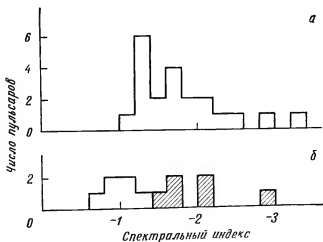


Рис. 2.7. Гистограммы спектральных индексов. *а* — пульсары с линейными спектрами, включая несколько пульсаров с низкочастотным завалом в спектре; *б* — шесть пульсаров со спектрами, состоящими из двух линейных участков с разным наклоном. Первые четыре столбца представляют низкочастотный, участок, а заштрихованные столбцы — высокочастотный участок [326].

чение частиц в магнитосфере пульсара уменьшает плазменные частоты, так что вряд ли наблюдаемые завалы являются следствием плазменных эффектов в этой области.

В спектрах нескольких короткопериодических пульсаров наблюдаются низкочастотные завалы, обусловленные эффектами распространения излучения — межзвездным рассеянием. Например, в спектрах пульсара в Крабовидной туманности (PSR 0531 + 21) на частоте 100 МГц [281] и пульсара в созвездии Парусов (PSR 0833 — 45) на частоте 300 МГц [182] наблюдаются довольно резкие завалы. В этих случаях импульсное излучение «расплывается» и приобретает форму излучения неимпульсного источника, спектр которого является продолжением спектра пульсара. Наблюдаемые завалы спектра в большинстве долгопериодических пульсаров не являются следствием рассеяния, но, возможно, на частотах ниже 200—300 МГц для

более далеких пульсаров этот эффект играет существенную роль. (Межзвездное рассеяние обсуждается ниже, см. гл. 7.)

ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Высокая степень поляризации является одной из замечательных характеристик излучения пульсаров. Средние профили ряда пульсаров характеризуются практически полной линейной поляризацией, что означает как полную поляризацию всех отдельных импульсов, так и стабильную поляризацию всего излучения на данной долготе. Наблюдается также круговая поляризация, но в среднем профиле она редко превышает 20 % от полной интенсивности. Поляризационные характеристики средних профилей четырех пульсаров показаны на рис. 2.8. Пульсар в созвездии Парусов (PSR 0833 — 45) отличается почти полной линейной поляризацией, тогда как излучение пульсара PSR 1642 — 03, особенно заднего фронта его среднего импульса, поляризовано очень слабо. Пульсары с дрейфующими субимпульсами (см. гл. 3) также имеют средние профили со слабой поляризацией. Степень поляризации для пульсаров типа С обычно самая большая на внутренних краях внешних компонентов и наименьшая на крайних «крыльях» профиля. Для пульсара PSR 1133 + 16, который имеет довольно близко расположенные компоненты, этот эффект приводит к максимальной поляризации (около 60 %) в седловине между компонентами. Для пульсаров других типов максимальная поляризация может наблюдаться на любом участке в пределах профиля. В табл. 2.3 приведены поляризационные характеристики средних профилей ряда пульсаров, измеренные на частотах, близких (в большинстве случаев) к 400 МГц. Эти данные иллюстрируют широкий диапазон значений наблюдаемой степени поляризации.

Степень поляризации, характерная для средних профилей пульсаров, в противоположность большинству радиоисточников обычно уменьшается с увеличением частоты. Наблюдаются три вида частотной зависимости поляризации (рис. 2.9). Для нескольких пульсаров, например для PSR 1133 + 16, степень поляризации постоянна вплоть до некоторой критической частоты, а выше этой частоты изменяется как ν^{β} с $\beta \approx -1$. По-видимому, критические частоты не связаны с частотами излома, приведенными в табл. 2.2. Для других пульсаров в наблюдаемом диапазоне нет критической частоты. В некоторых случаях, например для пульсара PSR 1929 + 10, степень поляризации почти постоянна; в этих случаях критическая частота может быть выше, чем наблюдаемая максимальная частота. В других случаях, например для пульсара PSR 0834 + 06, сте-

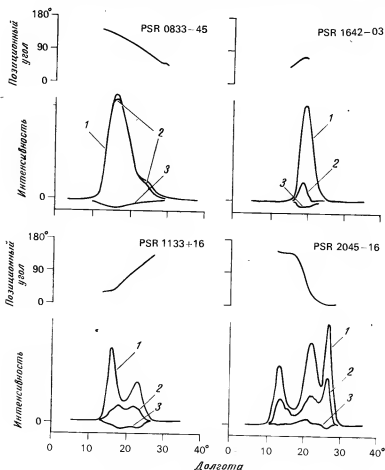


Рис. 2.8. Поляризационные характеристики средних импульсов четырех пульсаров. На каждом графике две кривые под профилем полной интенсивности 1 представляют составляющие с линейной (2) и круговой (3) поляризацией; в верхней части графика проведена кривая позиционного угла. Профиль для пульсара PSR 0833—45 записан на частоте 1665 МГц, а для остальных пульсаров — на 410 МГц [213].

пень поляризации изменяется приблизительно как ν^{-1} во всем наблюдаемом диапазоне. Для различных пульсаров измеренные значения β лежат в интервале от $-0,4$ до $-1,2$ [222].

Из рис. 2.8 ясно, что позиционный угол линейно поляризованного излучения (ориентация электрического вектора в картинной плоскости) изменяется вдоль профиля. Для большинства

пульсаров это изменение непрерывно и часто имеет примерно линейный характер, показанный на рис. 2.8 для пульсаров PSR 0833—45 и PSR 1133+16. Для пульсаров типа С кривая позиционного угла обычно имеет характерную S-образную форму с быстрым изменением вблизи центра и медленным — на «крыльях»; примером такого типа кривой является профиль для пульсара PSR 2045—16 на рис. 2.8. Для всех пульсаров полное

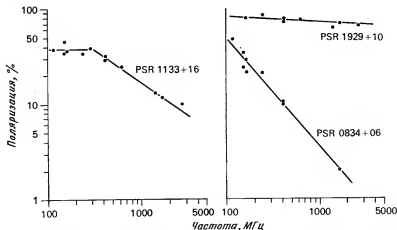


Рис. 2.9. Три типа зависимости степени поляризации средних импульсов от частоты [222].

изменение позиционного угла вдоль профиля не превышает 180° . В табл. 2.3 для ряда пульсаров даны значения этого параметра наряду со значениями максимального градиента позиционного угла. Для пульсаров типа С существует корреляция между этими величинами: чем больше максимальный градиент, тем ближе полное изменение позиционного угла к 180° . Как будет показано в гл. 10, характер изменения позиционного угла точно соответствует ожидаемому для проекции вектора, фиксированного относительно вращающейся системы координат. Заслуживает внимания тот факт, что S-образные кривые расположены внутри среднего профиля всегда симметрично, причем центр симметрии либо близок к точке, равноудаленной от внешних краев профиля, либо совпадает с ней.

Изменение позиционного угла для данного пульсара одинаково на всех частотах. Как обсуждалось ранее, разделение компонентов, как правило, возрастает с уменьшением частоты (см. рис. 2.4). Однако кривая изменения позиционного угла не растягивается на более низких частотах; градиент на дан-

Таблица 2.3

Поляризационные характеристики средних профилей ряда пульсаров

PSR	Тип	Линейная поляризация на частоте 400 МГц, %	Диапазон изменений пози- ционного угла	Максимальный градиент пози- ционного угла $ d\phi/d\phi _{\text{макс}}$
0031 - 07	SD	3	—	—
0301 + 19	CD	50	120 ^a	13
0329 + 54	S ^a	16	180 ^b	28
0525 + 21	C	45	150	42
0531 + 21	S ^a	25	~ 20	~ 1
0628 - 28	S	48 ^b	90	4,5
0736 - 40	S ^a	12 ^г	110 ^b	—
0809 + 74	SD	6	90 ^b	1,8
0833 - 45	S	95 ^b	85	6,0
0834 + 06	C	10	65 ^b	19
0950 + 08	S	20	35	1,8
1133 + 16	C	33	105	10
1154 - 62	S	20 ^г	40	2
1237 + 25	C	50	180	60
1240 - 64	S	11 ^г	60	4,1
1451 - 68	S ^a	12 ^г	145 ^b	20
1508 + 55	S ^a	20	180	19
1556 - 44	S	50 ^г	65	9
1642 - 03	S	13	20	9
1700 - 32	S	30 ^г	135	40
1919 + 21	CD	10	25	12
1929 + 10	S	78	35	1,6
1933 + 16	S	20	35	6,5
2016 + 28	SD	12	120 ^b	10
2020 + 28	C	40	120 ^b	10
2021 + 51	S	55	50	3,5
2045 - 16	C	40	145	37
2319 + 60	C	40 ^b	75	10

^a Тип пульсара четко не отождествляется, но, по-видимому, близок к указанному.

^b Скачкообразное изменение позиционного угла (см. рис. 2.10):

^в Измерения выполнены на частоте 1400 МГц.

^г Измерения выполнены на частоте 630 МГц.

ной долготы не зависит от частоты. Следовательно, полное изменение позиционного угла вдоль импульса обычно несколько больше на низких частотах. Эти результаты наряду с симметричной формой кривой позиционного угла дают веские основания предполагать, что наблюдаемые вариации позиционного угла определяются механизмом излучения и геометрией по

лучу зрения, а не эффектами распространения в межзвездной среде.

Подобные изменения позиционного угла и степени поляризации вдоль профиля, показанные на рис. 2.8, не могут быть следствием перекрытия компонентов, поляризованных с различными позиционными углами. В случае перекрытия компо-

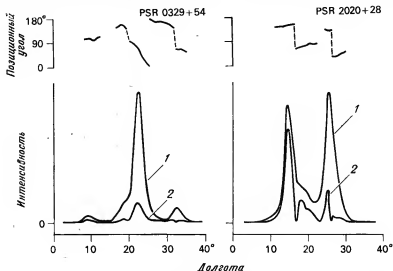


Рис. 2.10. Характеристики линейной поляризации средних импульсов пульсаров PSR 0329+54 и PSR 2020+28 (записаны на частоте 410 МГц). Как и на рис. 2.8, линейно-поляризованная составляющая представлена кривой 2 под профилем полной интенсивности 1. По-видимому, скачкообразные изменения позиционного угла являются следствием перекрытия независимых компонентов импульса [216].

нентов можно ожидать снижения степени поляризации в области перекрытия; в приведенных профилях этого не наблюдается. Однако у некоторых пульсаров, например PSR 0329+54 и PSR 2020+28, наблюдаются быстрые изменения позиционного угла, сопровождаемые уменьшением степени поляризации (рис. 2.10). На двух долготах у пульсаров PSR 0329+54 и PSR 2020+28 наблюдаются скачкообразные, дискретные изменения позиционного угла примерно на 90° . В профиле пульсара один из скачков располагается между частично перекрывающимися компонентами с различными позиционными углами, но другой скачок, по-видимому, происходит внутри одиночного компонента. Эти результаты позволяют предположить, что имеет место перекрытие либо излучения из двух различных областей, либо двух мод излучения, генерируемых

одной областью, причем позиционные углы линейно-поляризованного излучения в двух лучах отличаются на 90° . Этот эффект тесно связан с ортогональной поляризацией, наблюдаемой в отдельных импульсах многих пульсаров (см. гл. 3).

Как упоминалось выше, в средних профилях не наблюдается очень высокой степени круговой поляризации. Для пуль-

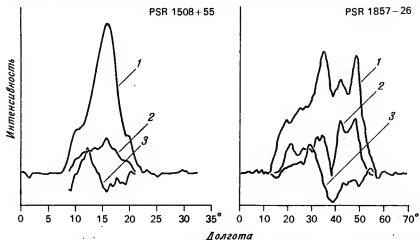


Рис. 2.11. Профили средних импульсов двух пульсаров. Показаны изменения направления круговой поляризации на обратное вдоль каждого профиля. Поляризованные составляющие изображены так же, как на рис. 2.8 [130, 213].

саров, характеристики которых показаны на рис. 2.8, максимальная относительная круговая поляризация (вблизи центра профиля пульсара PSR 1133+16) составляет около 20 %. В большинстве случаев вдоль данного профиля преобладает одно направление круговой поляризации (либо правое, либо левое). Однако у некоторых пульсаров вдоль профиля наблюдаются одно или несколько изменений направления на обратное; поляризационные характеристики двух таких пульсаров показаны на рис. 2.11.

СТАБИЛЬНОСТЬ

В общем средние профили остаются стабильными по форме и поляризации в течение длительного времени. Именно поэтому они являются важными характеристиками излучения пульсара. Отдельные импульсы сильно изменяют форму, интенсивность и долготу от одного импульса к другому (гл. 3). С этой точки зрения очевидно, что стабильность среднего профиля зависит от числа импульсов, использованных при его

получении. В качестве меры стабильности профиля Хелфанд, Манчестер и Тейлор [141] вычислили средний коэффициент взаимной корреляции между средними профилями данного пульсара и неким стандартным профилем для этого пульсара (полученным при сложении всех имеющихся данных) как функцию числа импульсов, использованных при получении средних профилей. Обычно для пульсаров типа S и типа D коэффициент корреляции ρ достигает 0,9995, когда суммируются данные для 500 периодов импульса, в то время как пульсары типа C достигают стабильной формы более медленно. Например, чтобы достичь коэффициента корреляции 0,9995 для профилей пульсара PSR 1133 + 16, требуется интервал данных около 2500 периодов. Для большинства пульсаров зависимости величины $1 - \rho$ от числа импульсов, включенных в профиль, близка к степенной. Пульсары типа D имеют самую сильную зависимость $1 - \rho$ от числа усредняемых импульсов со средним наклоном (на логарифмическом графике) около $-1,3$; т. е. они очень быстро достигают стабильной формы. Для пульсаров типа C наклон самый меньший, особенно в случае профилей, имеющих более двух компонентов. Например, график указанной зависимости для пульсара PSR 1237 + 25 имеет наклон $-0,55$, близкий к значению $-0,5$, ожидаемому для совершенно случайных вариаций субимпульсов. Пульсары типа S занимают промежуточное положение и имеют наклон около $-0,8$. Средний коэффициент корреляции между отдельными импульсами и стандартным профилем зависит также от формы профиля и принимает значения в пределах от 0,94 для пульсара PSR 1929 + 10 до 0,55 для пульсара PSR 1237 + 25.

Одна из причин низкой корреляции в случае пульсара PSR 1237 + 25 состоит в том, что временами средний профиль изменяется, принимая вторую стабильную форму. Впервые это явление, известное как *изменение моды*, наблюдалось Баккером [12]. Через нерегулярные интервалы, обычно составляющие 1—2 ч, пульсар внезапно «переключался» на вторую моду, в которой третий компонент сильный, а четвертый и пятый почти отсутствуют. Как правило, пульсар остается в этой моде на протяжении нескольких десятков или сотен периодов, а затем следует внезапное возвращение к нормальной форме. Короткие периоды пребывания во второй моде, по-видимому, более обычны, чем длинные.

Подобные изменения наблюдаются также у пульсаров PSR 0329 + 54 и PSR 1604 — 00. У пульсара PSR 0329 + 54 выявлено несколько возможных мод. В одной из них, которую Хессе [148] наблюдал на частоте 2,7 ГГц, компонент 2 усилен, компонент 4 слаб или совсем отсутствует, а в седловине между компонентами 3 и 4 появляется новый компонент 5 (рис. 2.12).

При наблюдениях на частоте 10,7 ГГц Хессе и соавторы [149] нашли другую моду, в которой усилены компоненты 2 и 4, причем последний усилен более, чем в 10 раз, и доминирует в профиле. Обычно на частотах около 400 МГц компонент 4 в два раза сильнее компонента 1 (см. рис. 2.10). Лайн [207] обнаружил еще одну моду, в которой относительная интенсивность этих двух компонентов изменилась на обратную, при этом ком-

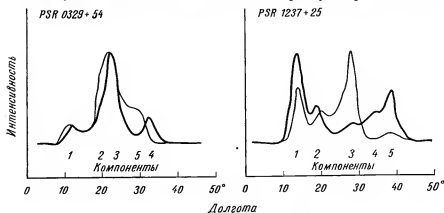


Рис. 2.12. Средние профили двух пульсаров, показывающие изменение моды. Жирной кривой представлена нормальная мода, а более тонкой — аномальная. Данные для пульсара PSR 0329+54 получены на частоте 2695 МГц [148], а для пульсара PSR 1237+25 — на частоте 285 МГц.

понент 1 в два раза сильнее, чем компонент 4. Ясно, что в этом пульсаре существует сложная взаимосвязь между различными компонентами. Длительные или вековые изменения в форме средних профилей или поляризации не обнаружены. Хелфанд, Манчестер и Тейлор исследовали стабильность профилей четырех пульсаров в течение интервала времени около трех лет и не обнаружили ни одного случая, когда вариации превышали бы изменения, ожидаемые с учетом числа импульсов, включенных в профили. Не наблюдалось и значительных изменений в форме профиля нормальной моды у пульсаров с переменной модой. Наблюдения времен прихода импульсов показывают также очень высокую стабильность долготы (или фазы) среднего профиля; наблюдаемые флуктуации фазы часто составляют менее 10^{-4} периода. По-видимому, эти флуктуации являются следствием вариаций в скорости вращения нейтронной звезды, поэтому величина 10^{-4} периода является верхним пределом флуктуаций фазы профиля относительно фиксированной долготы вращающейся нейтронной звезды.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТДЕЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Отдельные импульсы данного пульсара сильно изменяются от периода к периоду по интенсивности, форме и поляризации. Как правило, они не имеют такой же формы, как средний профиль. Часто вариации носят случайный характер, но наблюдаются и периодические изменения, в частности изменения интенсивности импульсов. В этой главе мы обсудим характеристики отдельных импульсов, включая в рассмотрение субимпульсы, микроимпульсы, флуктуации интенсивности от импульса к импульсу и дрейфующие субимпульсы.

СУБИМПУЛЬСЫ

Отдельный импульс обычно состоит из одного или более субимпульсов. Эти субимпульсы, по-видимому, являющиеся основными элементами излучения, обычно имеют довольно простую форму, близкую к гауссовой, и ширину от 3 до 10° по долготе. Субимпульсы появляются на различных долготах в пределах среднего профиля и часто перекрываются, когда в отдельном импульсе присутствуют два субимпульса или более. Если на данной долготе субимпульсы сильнее или появляются чаще, то в среднем профиле формируются компоненты, или пики. На рис. 3.1 приведены диаграммы долгота — время вариаций интенсивности последовательных отдельных импульсов трех пульсаров. Эти диаграммы показывают, что обычно субимпульсы узки по сравнению со средними профилями и появляются преимущественно на определенных долготах. Особенно это верно для пульсаров, имеющих многокомпонентные средние профили импульсов, таких, как PSR 1133 + 16 и PSR 1237 + 25.

На рис. 3.2 для ряда пульсаров показана ширина средних субимпульсов в зависимости от ширины средних профилей импульсов. Ширина субимпульсов сравнима с шириной среднего профиля лишь у пульсаров, имеющих в среднем профиле единственный сильный компонент, например PSR 0329 + 54 и PSR 1642 — 03. Обычно ширина субимпульсов меньше для тех пульсаров, у которых периоды больше 0,75 с. График ширины

субимпульсов в зависимости от периода показывает, что ширина примерно пропорциональна $P^{1/2}$, хотя имеется большой разброс. Такая зависимость отличается от поведения эквивалентной ширины средних импульсов, которая пропорциональна периоду (см. рис. 2.3). Это позволяет предположить, что про-

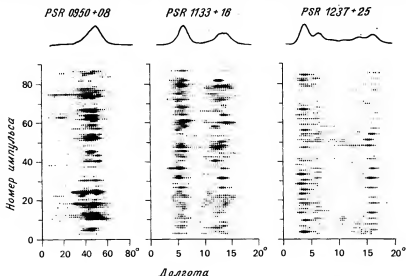


Рис. 3.1. Диаграмма долгота—время для трех пульсаров, показывающая вариации формы и интенсивности отдельных импульсов. Каждая последовательность точек по горизонтали соответствует одному импульсу: размер точек указывает на интенсивность. Последовательные импульсы на диаграмме изображены снизу вверх; в верхней части рисунка показаны средние профили. В большинстве импульсов можно видеть субимпульсы, или вспышки усиленного излучения, занимающие 3—10° по долготе [353].

филь субимпульса обусловлен временным изменением интенсивности, а не вращением диаграммы излучения. В самом деле, рис. 3.2 можно интерпретировать как свидетельство того, что ширина субимпульсов представляет характерный масштаб излучения, который по существу не зависит от периода. Конечно, наблюдаемые ширины субимпульсов ограничиваются процессом формирования луча, который дает средний профиль. Это ограничение (представленное на рис. 3.2 диагональной линией) особенно существенно для короткопериодических пульсаров. Не наблюдается сильной зависимости ширины субимпульсов ни от частоты, ни от долготы импульса, хотя субимпульсы, появляющиеся на долготах между компонентами многокомпонентных средних профилей, бывают несколько шире. Существует

также некоторая корреляция между интенсивностью субимпульса и их шириной, причем более мощные субимпульсы имеют тенденцию быть уже. Наблюдения на сильно различающихся частотах показывают, что изменения интенсивности субимпульсов очень хорошо коррелируют в широких частотных

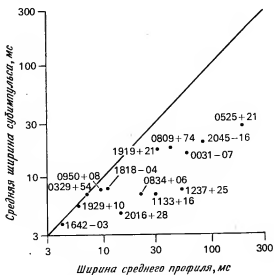


Рис. 3.2. Средняя ширина субимпульсов по половинной мощности в зависимости от ширины среднего профиля по половинной мощности для 14 пульсаров. Вблизи диагонали все субимпульсы имеют такую же ширину, как и средний профиль [353].

интервалах. Следовательно, процесс излучения субимпульсов широкополосный, причем ширина полосы обычно превышает 200 МГц. Робинсон и др. [306] показали, что спектры большинства отдельных импульсов пульсара PSR 1919+21 похожи и, следовательно, подобны спектру среднего импульса. По-видимому, эта особенность характерна для большинства пульсаров. Для пульсаров с многокомпонентными средними профилями эта сильная корреляция изменений интенсивности на разных частотах наряду с наблюдаемой частотной зависимостью разделения компонентов (см. рис. 2.4) означает, что долгота субимпульсов изменяется с частотой так же, как и долгота компонента. Другими словами, долготный интервал между данным субимпульсом и центром профиля больше на низких, чем на высоких частотах. Приблизительно эта зависимость выражается как $\nu^{-0.25}$.

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ

Из рис. 3.1 ясно, что интенсивность субимпульсов изменяется в значительной степени от одного импульса к другому. Мы опишем здесь два характерных типа флуктуаций: замирания импульсов («нули») и периодические вариации интенсивности; дрейфующие субимпульсы рассматриваются в следующем разделе.

Замирание импульса — относительно обычное явление, при котором интенсивность импульса внезапно падает до низких значений в течение нескольких импульсов, а затем скачком возвращается к нормальной величине. В многокомпонентных профилях снижается интенсивность всех компонентов. Ритчингс [299] показал, что интенсивность «нулевых» импульсов составляет меньше 1 % нормальной интенсивности. Во многих пульсарах часто появляются короткие «нули» из одного или двух отсутствующих импульсов, но особенно в этом смысле выделяются пульсары PSR 0834 + 06 и PSR 1929 + 10. Например, в последовательности 5000 импульсов пульсара PSR 1929 + 10 Баккер [13] обнаружил 50 «нулей», в каждом из которых было пропущено 1—2 импульса. Встречаются также более длинные «нули» длительностью 3—10 импульсов — примеры таких «нулей» можно увидеть на рис. 3.1. PSR 0031 — 07, пульсар с высокоупорядоченным дрейфом субимпульсов, обычно находится в состоянии замирания около 50 % времени, причем серии из 10—100 импульсов разделяются друг от друга «нулями» такой же длительности. Другой пульсар, у которого наблюдаются дрейфующие импульсы, PSR 1944 + 17, находится в состоянии полного замирания более 75 % времени. Ритчингс [299] показал, что доля времени, в течение которого пульсар находится в состоянии замирания, связана с периодом пульсара и производной периода; эта зависимость будет обсуждаться далее в гл. 10.

По-видимому, появление таких длинных нулей носит случайный характер, поскольку заметной периодичности не наблюдается. Однако спектральный анализ энергии импульсов в различных сериях показывает, что периодические флуктуации интенсивности импульсов у ряда пульсаров все же существуют. Вероятно, у некоторых пульсаров эти флуктуации связаны с явлением замирания, а у других — с дрейфующими субимпульсами. Флуктуационные спектры показывают, что узкие спектральные линии, отражающие сильную периодическую модуляцию, встречаются довольно часто, особенно в случае долгопериодических пульсаров типа C и типа D. На рис. 3.3 видно, что из семи пульсаров с периодами меньше 0,75 с лишь

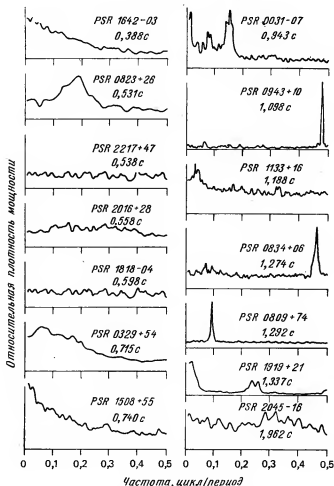


Рис. 3.3. Флуктуационные спектры для 14 пульсаров, расположенные в порядке возрастания периода от 0,388 до 1,962 с. Горизонтальные линии обозначают нулевой уровень спектров [349].

один имеет сильную периодическую модуляцию, в то время как из семи других пульсаров с периодами больше 0,75 с пять имеют сильные спектральные детали. Для пульсаров PSR 0834+06 и PSR 0943+10 эти детали узкие ($Q \gg 50$) и расположены на частотах, близких, но не равных частоте Найквиста 0,5 цикл/период, что означает модуляцию чередующихся импульсов. Для пульсара PSR 0809+74 сильная деталь на

частоте 0,090 цикл/период четко связана с дрейфующими субимпульсами, описываемыми в следующем разделе. Короткопериодические пульсары характеризуются спектрами без деталей, плоскими (что отражает случайные флуктуации) или с подъемом в направлении низких частот (что отражает относительно медленную апериодическую модуляцию).

В флуктуационном спектре пульсара PSR 1237 + 25 имеется относительно сильная деталь вблизи частоты 0,35 цикл/период. Анализ диаграммы долгота—время на рис. 3.1 показывает, что эта флуктуация затрагивает лишь субимпульсы, появляющиеся на долготах двух внешних компонентов. На рис. 3.4 показана серия спектров, вычисленных отдельно для разных долгот вдоль среднего профиля импульсов этого пульсара. Деталь на частоте 0,35 цикл/период явно связана с компонентами 1 и 5, в то время как спектры компонентов 2 и 4 практически не имеют деталей. Области около центра профиля, включающей компонент 3, в спектре соответствуют низкочастотные детали; этот компонент имеет тенденцию появляться в группах по 5—10 субимпульсов каждые 20—50 периодов (см. рис. 3.1). Интересно высокая степень симметрии флуктуационных характеристик относительно центра среднего профиля импульсов этого пульсара. У других пульсаров с многокомпонентными импульсами, таких, как PSR 1133+16 и PSR 2045—16, также отмечается подобная симметрия. Флуктуационный спектр пульсара PSR 2020 + 28 несимметричен относительно центра профиля; компонент в начале среднего импульса имеет слабую деталь на частоте около 0,36 цикл/период, в то время как компонент в конце среднего импульса имеет сильную периодическую модуляцию на частоте 0,47 цикл/период. Как указывалось в гл. 2, поляризационные данные для этого пульсара дают возможность предположить, что оба компонента могут излучаться из различных областей.

Тейлор, Манчестер и Хьюгенин [353] обнаружили взаимосвязь между этими периодическими модуляциями и изменением моды. Сильная периодическая модуляция в компоненте 1 присутствует лишь тогда, когда пульсар находится в своей нормальной моде; в другой моде может быть слабая деталь вблизи частоты 0,24 цикл/период, а модуляция на частоте 0,35 цикл/период полностью отсутствует.

Степень модуляции интенсивности импульсов лучше всего представляется индексом модуляции m , определяемым как

$$m = \frac{(\sigma_{on}^2 - \sigma_{off}^2)^{1/2}}{\langle I \rangle}, \quad (3.1)$$

где σ_{on} — среднеквадратичное значение отклонения интенсивности импульсов от средней величины $\langle I \rangle$, а σ_{off} — среднеквад-

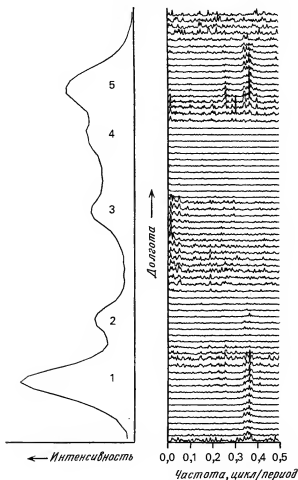


Рис. 3.4. Флуктуационные спектры, вычисленные отдельно для различных долгот в среднем профиле пульсара PSR 1237+25, и соответствующий средний профиль с пятью отчетливо выраженными компонентами [14].

ратичное значение случайного шума вне импульса. Наблюдаемые значения индекса модуляции (после устранения эффектов межзвездных мерцаний) для различных пульсаров лежат в пределах примерно от 0,5 до 2,5. На низких радиочастотах модуляция почти всегда глубже. Например, на частоте 147 МГц индекс модуляции для пульсара PSR 0329+54 составляет 2,3, в то время как на 400 МГц он равен лишь 1,0. Подобно флуктуационным спектрам, индексы модуляции различны на разных

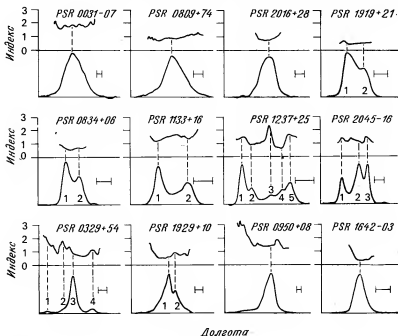


Рис. 3.5. Индексы модуляции на частоте 400 МГц, показанные как функции долготы, для 12 пульсаров. Масштаб по долготе изменяется от графика к графику; в каждом случае горизонтальные отрезки соответствуют 5° долготы. Внизу для каждого пульсара показан средний профиль импульса, при этом номерами отмечены различные компоненты [353].

долготах данного пульсара. На рис. 3.5 для 12 пульсаров построены графики индексов модуляции на частоте 400 МГц в зависимости от долготы. Для пульсара PSR 1237+25 индексы модуляции для различных компонентов, несомненно, различны; также очевидна здесь и зеркальная симметрия, наблюдаемая во флуктуационном спектре. Для других пульсаров изменения в индексе модуляции, по-видимому, происходят внутри одиночных компонентов. Например, в случае пульсара PSR 1642—03 индекс высок для первой половины профиля и низок для второй половины. Часто индекс модуляции в начале и в конце среднего импульса выше, чем в центре. Примерами этому на рис. 3.5 могут служить пульсары PSR 1133+16, PSR 1929+10 и PSR 2016+28.

Для пульсаров с сильной модуляцией гистограммы интенсивности импульсов имеют приблизительно экспоненциальный вид с максимумом на нуле и несколькими пиками с интенсив-

ностями вплоть до значений, в десять раз больших средней величины. Для слабо модулированных источников гистограммы обычно имеют пик немного ниже среднего значения, а энергия излучения высокой интенсивности не превышает существенно четырехкратного значения средней энергии. Пульсары с длительными «нулями», например PSR 0031—07, часто имеют бимодальное распределение, причем один из пиков соответствует нулевой интенсивности [150, 299].

ДРЕЙФУЮЩИЕ СУБИМПУЛЬСЫ

Для большинства пульсаров долготы субимпульсов в данном импульсе не связаны тесно с долготами в предыдущих или последующих импульсах. Однако у некоторых пульсаров суб-

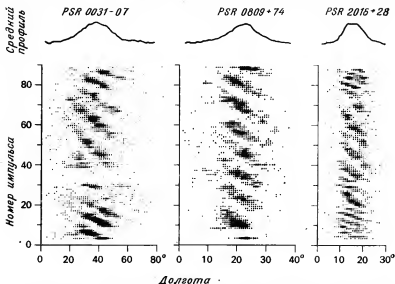


Рис. 3.6. Диаграммы долгота—время для трех пульсаров с регулярным дрейфом субимпульсов. Время растет вверх и вправо [353].

импульсы в последовательных импульсах систематически дрейфуют через профиль. Впервые этот эффект, называемый дрейфом субимпульсов, наблюдали Дрейк и Крафт [79] у пульсаров PSR 1919 + 21 и PSR 2016 + 28. Тейлор и Хьюгенин [349] классифицировали пульсары, обладающие этим свойством, как пульсары типа D. На рис. 3.6 приведены диаграммы долгота—время для трех пульсаров с четко выраженными дрейфующими субимпульсами. У этих пульсаров субимпульсы появляются

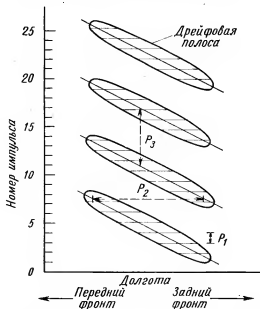


Рис. 3.7. Схематическая диаграмма долготы—времени, показывающая три периода, обычно используемые для описания дрейфующих субимпульсов: P_1 — основной период импульсов, P_2 — интервал между субимпульсами и P_3 — интервал между дрейфовыми полосами.

в конце среднего импульса, а затем дрейфуют к его началу, исчезая через несколько периодов. Полоса субимпульсов обычно прямая, т. е. величина дрейфа за период постоянна. Внутри данного отдельного импульса часто встречаются субимпульсы, принадлежащие двум соседним полосам. Интервал между этими субимпульсами P_2 называют *периодом второго класса*. В большинстве пульсаров типа D процесс дрейфа вызывает появление сильной детали во флуктуационном спектре; обычно соответствующий период P_3 называют интервалом между дрейфовыми полосами. На рис. 3.7 дана схематическая иллюстрация этих параметров.

Для пульсара PSR 0809 + 74 наклон полос $|D_\phi| = P_2/P_3$ очень стабилен, а для пульсаров PSR 0031 — 07 и PSR 2016 + 28 он изменяется в значительной степени от одной полосы к другой. Тем не менее интервал между субимпульсами P_2 имеет тенденцию к постоянству, поэтому, если период P_3 велик, то наклон полос D_ϕ мал. Для пульсара PSR 0031 — 07 P_3 обычно имеет одно из трех значений, связанных соотношением, близким к гармоническому. При этом центральное значение P_3

(~7 периодов следования импульсов) встречается чаще всего [164]. С другой стороны, у пульсара PSR 2016 + 28 P_3 имеет значения в пределах от 3 до 15 основных периодов, причем какое-либо предпочтительное значение отсутствует.

Как показано на рис. 3.3, во флуктуационном спектре для пульсара PSR 0943 + 10 имеется сильная деталь, около частоты 0,47 цикл/период. Возможно, эта модуляция связана с четко выраженными на диаграммах долгота—время дрейфующими субимпульсами (см., например, [14]). Как и для пульсара PSR 0809 + 74, период, соответствующий этой частоте модуляции, отождествляется с интервалом между дрейфовыми полосами P_3 . Однако из-за возможных искажений вследствие недостаточной частоты выборки существует некоторая неоднозначность в определении P_3 . Единственный уверенный метод выявления правильной картины дрейфа состоит в наблюдении преемственности интенсивности либо микроструктуры, либо субимпульсов вдоль одной из возможных полос. К сожалению, уверенно такая преемственность не наблюдалась, если не считать пульсара PSR 2016 + 28. Баккер [14] наблюдал микроструктуру с очевидной корреляцией в следующих друг за другом импульсах этого пульсара. При дополнительном анализе Кордс [66] показал, что корреляция микроструктуры присутствует не всегда, но квазипериодические флуктуации микроструктуры временами слабо коррелируют вдоль полосы дрейфа. В то время как наличие дрейфа у пульсаров PSR 0809 + 74, PSR 0031 — 07 и PSR 2016 + 28 не вызывает сомнений, для таких пульсаров, как PSR 0943 + 10, у которого частота модуляции близка к частоте Найквиста, в этом вопросе существует значительная неопределенность. Для этого пульсара модуляция на частоте 0,47 цикл/период соответствует дрейфу в направлении от переднего фронта среднего профиля к заднему, т. е. противоположно направлению дрейфа для PSR 0809 + 74 и других пульсаров, со скоростью 4° за период [327]. Если произошло искажение вследствие недостаточной частоты выборки и действительная частота равна 0,53 цикл/период, тогда дрейф происходит в «нормальном» направлении со скоростью $4,4^\circ$ за период. Конечно, возможны искажения и более высокого порядка. Подобная неоднозначность существует и в определении направления дрейфа для пульсара PSR 2303 + 30. По-видимому, в этом случае существуют две различные дрейфующие системы с разными значениями P_2 и разными частотами модуляции, что вносит дополнительные сложности.

Пульсар PSR 1944 + 17 также имеет довольно сложные характеристики модуляции импульсов. Как упоминалось ранее, этот пульсар большую часть времени находится в состоянии замирания, излучая короткими сериями по 10—20 импульсов,

разделенными интервалами продолжительностью 50—100 периодов. Баккер, Ранкин и Кэмпбелл [20] считают, что субимпульсы, по крайней мере в некоторых из этих серий, линейно дрейфуют от конца профиля к началу с интервалом P_3 , равным примерно 20 основным периодам.

В табл. 3.1 приведены параметры ряда рассмотренных выше, а также других пульсаров, имеющих относительно четко выраженный дрейф субимпульсов.

Таблица 3.1

Параметры пульсаров с дрейфующими субимпульсами

PSR	P_1 , с	P_2 , град	P_3 , период	D_φ , град/период	Источник
0031 — 07 (A)	0,943	21	13	—1,6 *	[164]
0031 — 07 (B)	0,943	21	7	—3,0	[164]
0031 — 07 (C)	0,943	21	4	—5,3	[164]
0301 + 19	1,387	6,2	6,4	—0,95	[321]
0809 + 74	1,292	14	11,0	—1,25	[20, 353]
0943 + 10	1,097	8,4	2,11 или 1,90	+4,0 или —4,4	[327]
1919 + 21	1,337	4	4,5	—0,9	[14]
1944 + 17	0,440	17	20	—0,85	[20]
2016 + 28	0,558	7	От 3 до 15	От —3 до —0,5	[353]
2303 + 30 (A)	1,575	4,2	2,10 или 1,91	+2,0 или —2,2	[327]
2303 + 30 (B)	1,575	3,4	2,3 или 1,8	—1,5 или +1,9	[327]

* Отрицательные значения D_φ соответствуют дрейфу субимпульсов от конца среднего профиля импульсов к началу.

У пульсаров PSR 0031 — 07 и PSR 0809 + 74 период второго класса P_2 изменяется с частотой таким же образом, как и расстояние между компонентами у многокомпонентных пульсаров, т. е. примерно как $\nu^{-0,25}$ [353]. Эта зависимость от частоты, которая, вероятно, справедлива и для других пульсаров с дрейфующими субимпульсами, показывает, что происхождение дрейфа должно быть тесно связано с обычными процессами излучения в пульсарах.

В тех пульсарах, которые обсуждались до сих пор, дрейф субимпульсов просматривается весьма отчетливо и в большинстве случаев определяет морфологию отдельного импульса. Однако во многих других пульсарах наблюдается трудно уловимый и менее упорядоченный дрейф. Например, на диаграмме долгота—время для пульсара PSR 1133 + 16 (рис. 3.1) видны несколько групп субимпульсов, дрейфующих к более поздней фазе, особенно в передней части профиля. Вычисление взаимно-

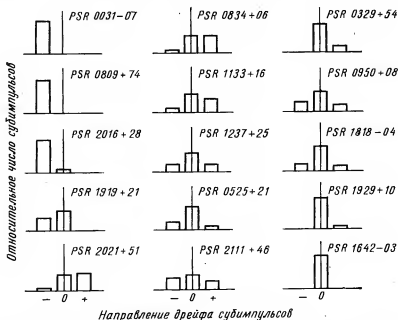


Рис. 3.8. Относительное число субимпульсов, дрейфующих в сторону более ранних (—) и более поздних (+) долгот, а также недрейфующих субимпульсов (0), полученное на основе кросс-корреляционного анализа [353].

корреляционных функций следующих друг за другом отдельных импульсов может выявить этот тип дрейфового поведения. Если имеется дрейф, то максимум коэффициента корреляции появляется при задержке, чуть большей или чуть меньшей одного периода в зависимости от направления дрейфа. На рис. 3.8 показаны результаты исследования взаимной корреляции для 15 пульсаров. Для пульсаров PSR 0031—07, 0809+74 и 2016+28 этот рисунок указывает на сильный дрейф к более ранним фазам профиля. Пульсары, подобные PSR 0834+06, 1133+16 и 2021+51, обнаруживают тенденцию к дрейфу субимпульсов к более поздним фазам, однако дрейф в этой группе пульсаров не отличается регулярностью. Другие пульсары, как, например, PSR 0525+21, 1237+25 и 1642—03, показывают отсутствие признаков дрейфа субимпульсов. Пульсары, у которых отчетливо виден дрейф субимпульсов к более ранним фазам профиля, почти всегда имеют одиночный профиль среднего импульса и, таким образом, относятся к типу SD. Кроме того, производная периода у них относительно мала. С другой стороны, пульсары с дрейфом субимпульсов к более

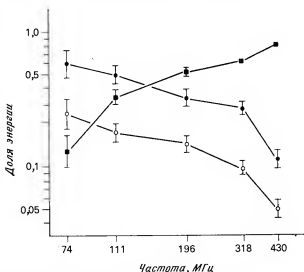


Рис. 3.9. Зависимость от частоты трех составляющих энергии импульсов пульсара PSR 1929+21: дрейфующих субимпульсов (светлые кружки), белого шума (черные кружки) и стационарной (медленно изменяющейся) составляющей (квадратики) [65].

поздним фазам часто относятся к типу CD и имеют сравнительно большие значения производной периода. (Взаимосвязь производных периода и типов пульсаров обсуждается в гл. 10.)

Дрейф субимпульсов можно также выявить при анализе фазы фурье-компонентов на частоте линии во флуктуационном спектре. Применяв этот метод, Баккер [14] показал, что скорость дрейфа субимпульсов вдоль среднего профиля импульсов пульсара PSR 1919 + 21 не является постоянной величиной. Вблизи центра профиля скорость дрейфа D_F составляет около $0,75^\circ$ за период, тогда как на краях она ближе к $1,3^\circ$ за период. Данные о скорости дрейфа PSR 1919 + 21, приведенные в табл. 3.1, представляют собой средние значения по всему профилю. При анализе флуктуационных спектров для этого пульсара Кордс [65] разделил энергию импульса на три составляющие: стационарную (медленно изменяющуюся) составляющую, дрейфующие субимпульсы и белый шум (микроструктуру). Результаты этого анализа показывают, что вклад дрейфующих субимпульсов наиболее значителен на долготе первого компонента и на низких частотах. На рис. 3.9 показана относительная интенсивность трех составляющих (накопленная по всем долготам) в зависимости от частоты. Изменение интенсивности с частотой дает возможность предположить, что белый

шум связан с дрейфующими субимпульсами, а не со стационарной составляющей. Интенсивность дрейфующих субимпульсов падает, когда они появляются на долготе провала (см. гл. 2) в среднем профиле.

МИКРОИМПУЛЬСЫ

В своих ранних наблюдениях Крафт, Комелла и Дрейк [69] обнаружили у пульсаров PSR 0950 + 08 и PSR 1133 + 16 значительные вариации интенсивности импульсов с характерным временем порядка нескольких сотен микросекунд. Структура, которая возникает в результате вариаций с характерным временем, меньшим чем длительность субимпульсов, носит название *микроимпульсов*. Как упоминалось в гл. 2, обычно высокое временное разрешение можно получить только в том случае, если применить какой-нибудь способ устранения дисперсии. Используя додетекторное считывание сигнала в полосе около 125 кГц и обработку на ЭВМ в режиме «off-line», Ханкинс [131, 132] исследовал структуру импульсов с временным разрешением, обратным ширине полосы, т. е. составляющим около 8 мкс. При наблюдениях на частотах 111,5; 196,5 и 318 МГц он обнаружил, что интенсивность импульсов пульсаров PSR 0950 + 08 и PSR 1133 + 16 сильно модулируется с временными масштабами вплоть до предела разрешения. На рис. 3.10 показан пример импульса, записанного с высоким временным разрешением.

Во многих отношениях связь микроимпульсов с субимпульсами по своему характеру аналогична той связи, что существует между субимпульсами и средними профилями импульсов. Например, микроимпульсы обычно появляются в случайных местах в пределах субимпульса, подобно тому как субимпульсы появляются в случайных местах в пределах среднего профиля. Импульс, показанный на рис. 3.10, является в некоторой степени нетипичным по той причине, что микроструктура в нем, по-видимому, имеет квазипериодическую модуляцию. Подобная квазипериодическая структура наблюдалась у пульсара PSR 1133 + 16 [96]. Из восьми пульсаров, изученных на предмет микроструктуры, она есть у пяти пульсаров и отсутствует у трех (табл. 3.2).

Удобный метод количественного определения наличия микроструктуры состоит в вычислении средней автокорреляционной функции (АКФ) ряда отдельных импульсов. АКФ имеет типичную форму, показанную на рис. 3.11, с несколькими участками, каждый из которых можно отождествить соответственно с шумом приемника, микроструктурой, субимпульсной структурой и средним профилем импульсов. Задержка, соответствую-

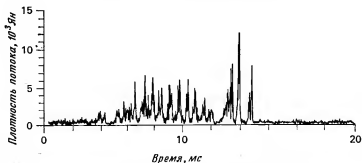


Рис. 3.10. Импульс пульсара PSR 0950+08, записанный на частоте 111,5 МГц с компенсацией дисперсии и сглаженный с учетом разрешения по времени 28 мкс [131].

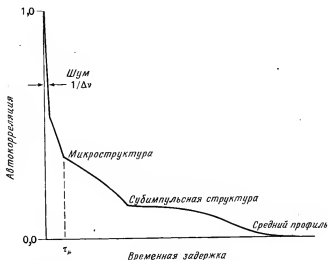


Рис. 3.11. Типичный вид автокорреляционной функции для импульсов после устранения дисперсии. Пик при нулевой задержке имеет характерную ширину, обратную по величине выбранной ширине полосы, и представляет флуктуации шума [296].

щая пересечению участка микроструктуры и субимпульсного участка на рис. 3.11, определяет временной масштаб микроструктуры τ_μ , приведенный в табл. 3.2. Для всех пульсаров, в которых наблюдается микроструктура, временные масштабы не зависят от частоты (по крайней мере, в диапазоне от 111,5 до 318 МГц) и изменяются примерно пропорционально периоду пульсара в пределах от 0,17 до 0,33° долготы.

Таблица 3.2

Характерные временные масштабы микроимпульсов.
Исследование микроструктуры проводилось только для восьми пульсаров,
приведенных в данной таблице [67]

PSR	Период, с	Характерный временной масштаб τ_d	
		мкс	град
1929 + 10	0,227	Отсутствует	
0950 + 08	0,253	175	0,25
2020 + 28	0,343	Отсутствует	
2016 + 28	0,558	290	0,19
1133 + 16	1,188	575	0,17
0834 + 06	1,274	1050	0,30
1919 + 21	1,337	1220	0,33
1237 + 25	1,382	Отсутствует	

При детальном анализе структуры импульсов пульсара PSR 2016+28 Кордс [66] нашел, что автокорреляционные функции для этого пульсара по форме в общих чертах соответствуют рис. 3.11, но имеют две дополнительные особенности: вторичную деталь микроструктуры при задержке 900 ± 300 мкс и вторичную деталь субимпульсного характера при задержке, соответствующей периоду P_2 дрейфующих субимпульсов. Первая из этих деталей свидетельствует о наличии квазипериодических вариаций микроструктуры импульсов этого пульсара. Как упоминалось в предыдущем разделе, иногда наблюдается слабая корреляция такой модуляции в нескольких следующих друг за другом импульсах одной дрейфовой полосы. Сами же микроимпульсы в последовательных импульсах не коррелируют.

Рикетт, Ханкинс и Кордс [297] исследовали зависимость микроструктуры от частоты путем деления всей ширины полосы при наблюдениях на несколько независимых полос. Конечно, эта процедура сопряжена с ухудшением временного разрешения. Было обнаружено, что микроимпульсы пульсара PSR 0950+08 имеют спектры, которые глубоко модулированы, по-видимому, случайным образом. Типичная ширина модулированной составляющей составляет около 6 кГц и равна обратной величине временного масштаба микроструктуры 175 мкс. Из кросс-корреляционного анализа данных, полученных одновременно на частотах 111,5 и 318 МГц, видно, что микроструктура коррелирует в этом диапазоне частот со средним коэффициентом корреляции $0,5 \pm 0,2$. Следовательно, микроимпульсы пульсара

PSR 0950+08 широкополосные и не могут являться результатом какого-либо частотно-зависимого эффекта интерференции. Корреляция означает, что плотность энергии в области излучения очень велика (гл. 10) и, кроме того, позволяет провести чрезвычайно точные измерения дисперсионной задержки.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ

У пульсаров, отличающихся высокой поляризацией среднего импульса, по существу все субимпульсы также должны быть сильно поляризованы и иметь стабильные поляризационные характеристики. Однако средние импульсы многих пульсаров поляризованы довольно слабо. Возможны три причины такой низкой поляризации: 1) субимпульсы слабо поляризованы; 2) субимпульсы разделяются на группы с ортогональной поляризацией; 3) позиционный угол и направление круговой поляризации субимпульсов изменяются случайным образом. Наблюдения, описываемые в этом разделе, показывают, что в радиоизлучении пульсаров видны все три эффекта.

На рис. 3.12 приведены поляризационные характеристики серии последовательных импульсов пульсара PSR 0329+54. Многие импульсы этого пульсара сильно поляризованы, причем в основном линейная поляризация преобладает над круговой. Как правило, изменение позиционного угла вдоль субимпульсов довольно мало, обычно меньше 30° . Эти характеристики типичны и для других пульсаров.

У пульсаров с многокомпонентными средними импульсами степень поляризации субимпульсов обычно изменяется в значительной мере от одного компонента к другому. Например, первый компонент импульса пульсара PSR 0329+54 относительно сильно поляризован (см. рис. 3.12, 2.10); субимпульсы также сильно поляризованы и имеют постоянные позиционные углы. С другой стороны, главный (третий) компонент поляризован менее чем на 20 %. На рис. 3.13 показана зависимость интенсивности субимпульсов, попадающих на долготу третьего компонента, от степени линейной поляризации для пульсара PSR 0329+54. Из этого рисунка видно, что основная причина довольно малой средней поляризации заключается в том, что большинство субимпульсов слабо поляризовано. Кроме того, имеется некоторый разброс в позиционных углах этих субимпульсов [223], который приводит к дополнительному уменьшению поляризации среднего импульса. У многих пульсаров, особенно на низких частотах, позиционный угол для субимпульсов на данной долготе очень стабилен, но имеются большие вариации в степени линейной поляризации. Степень линейной поляризации среднего импульса в таком случае равна средней

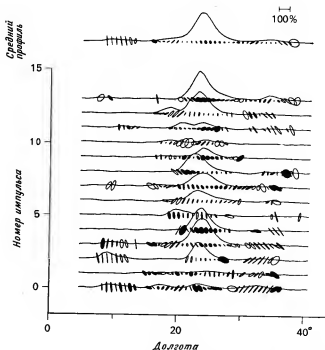


Рис. 3.12. Поляризационные характеристики 14 последовательных импульсов пульсара PSR 0329+54, записанных на частоте 410 МГц, и средний профиль, полученный при сложении этих импульсов. Эллипс, изображенный под линией, соответствующей полной интенсивности импульса, представляет состояние поляризации для каждого отсчета времени. Зачерненные эллипсы означают левую круговую поляризацию, а светлые — правую. Большая ось каждого эллипса пропорциональна степени поляризации (отрезок в верхнем правом углу рисунка показывает длину большой оси, соответствующую полной поляризации). Каждый эллипс ориентирован в соответствии с позиционным углом (с произвольно выбранным нулевым положением) [223].

поляризации субимпульсов, взвешенной по их интенсивности. Например, у пульсара PSR 1237+25 почти все субимпульсы имеют один и тот же позиционный угол, так что вдоль среднего профиля позиционный угол почти не меняется. Однако эти субимпульсы можно разделить на две группы: субимпульсы, по существу имеющие полную поляризацию, и субимпульсы, которые поляризованы лишь частично. В компонентах 2 и 4 среднего импульса (см. рис. 2.12) около 30 % субимпульсов полностью поляризовано, а максимум распределения степени поляризации для остальных субимпульсов соответствует примерно 85 %, тогда как в компонентах 1 и 5 полностью полири-

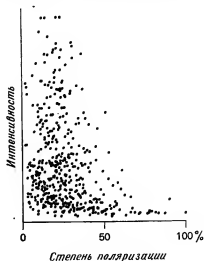


Рис. 3.13. Интенсивность на частоте 410 МГц (в линейном масштабе) в зависимости от степени поляризации субимпульсов, появляющихся на долготе главного компонента пульсара PSR 0329+54 [223].

зовано лишь 15 % субимпульсов, а максимум распределения поляризации для этой группы близок к 70 %. На долготе компонента 3 очень немногие импульсы имеют полную поляризацию. Поэтому средняя поляризация очень высока для компонентов 2 и 4, несколько ниже для компонентов 1 и 5 и самая низкая для компонента 3.

Еще одна причина деполяризации средних импульсов связана с наличием ортогонально поляризованных субимпульсов. У многих пульсаров большинство субимпульсов на какой-нибудь долготе поляризовано с примерно одинаковым позиционным углом, но иногда наблюдаются субимпульсы, поляризованные ортогонально. Практически у всех пульсаров, исследованных Манчестером, Тейлором и Хьюгенином [223], были видны субимпульсы с ортогональной поляризацией, так что этот эффект является довольно обычным. В общем случае относительное число субимпульсов с ортогональной поляризацией изменяется с долготой вдоль среднего профиля. В некоторых случаях они могут стать преобладающими, что приводит к скачку 90° в значении позиционного угла (см. рис. 2.10). Субимпульсы с ортогональной поляризацией наблюдаются, например, в четвертом (в конце среднего профиля) компоненте (рис. 3.12) пульсара PSR 0329+54, вблизи максимума среднего профиля пульсара PSR 0950+08, в первом компоненте

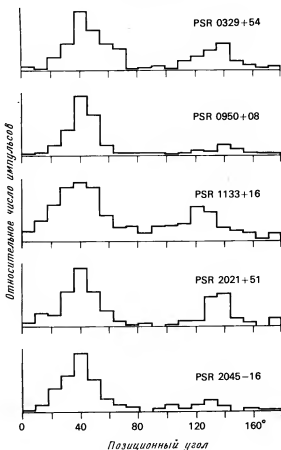


Рис. 3.14. Распределение позиционных углов поляризации субимпульсов пяти пульсаров на долготах, отмеченных появлением субимпульсов с ортогональной поляризацией. Для каждого из пульсаров наблюдалось несколько сотен импульсов [223].

среднего профиля пульсара PSR 1133 + 16, во второй половине профиля пульсара PSR 2021 + 51 и на «крыльях» профиля пульсара PSR 2045 — 16. На рис. 3.14 показаны распределения позиционных углов для субимпульсов перечисленных выше пульсаров на соответствующей долготе. Видно, что распределения являются бимодальными и в каждом случае различие в позиционных углах между двумя группами субимпульсов согласуется с ортогональностью поляризации. За исключением этого различия, свойства субимпульсов с ортогональной поля-

ризации в основном очень похожи на свойства обычных субимпульсов. Например, распределения субимпульсов как по интенсивности, так и по степени линейной поляризации, как правило, одинаковы в обеих группах. Появление субимпульсов с ортогональной поляризацией, по-видимому, является случайным по времени и не связано каким-либо очевидным образом с появлением нормальных субимпульсов.

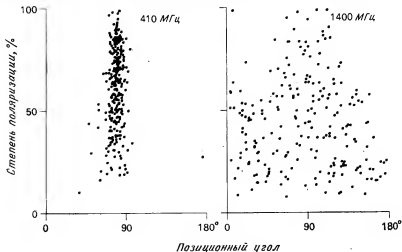


Рис. 3.15. Степень линейной поляризации в зависимости от позиционного угла для субимпульсов, появляющихся в конце среднего профиля пульсара PSR 0950+08 [223].

У пульсара PSR 1929 + 10, который отличается очень сильно поляризованным средним импульсом (рис. 2.9), ортогональную поляризацию имеют около 2 % наблюдаемых субимпульсов. Эти субимпульсы обычно накладываются на нормальное излучение, приводя к появлению довольно слабо поляризованных импульсов с интенсивностью выше средней. Крайние части «крыльев» средних профилей пульсаров типа С, как, например, PSR 1237 + + 25 и PSR 2045 — 16, отличаются слабой поляризацией (гл. 2) вследствие появления на этих долготах ортогонально поляризованных субимпульсов.

Сравнение поляризационных характеристик пульсара PSR 0950 + 08 на высоких и низких частотах иллюстрирует третью возможность деполаризации средних импульсов. На рис. 3.15 показана зависимость степени линейной поляризации от позиционных углов для субимпульсов, появляющихся в конце среднего профиля, полученного из последовательности 500 импульсов на каждой из двух частот. На более низкой

частоте 410 МГц практически все субимпульсы имеют один и тот же позиционный угол, но существует большой разброс в степени поляризации. Поляризация в задней части среднего профиля сравнительно высока — около 55 %. На частоте 1400 МГц в том же интервале долгот распределение по степени линейной поляризации по существу такое же, как и на более низкой частоте, но позиционные углы распределены почти случайным образом. Разброс позиционных углов на этой частоте уменьшает поляризацию среднего импульса приблизительно на 10 %. Подобное уменьшение стабильности позиционных углов с ростом частоты наблюдается и у других пульсаров; этот эффект является главной причиной деполяризации средних импульсов, наблюдаемой на высоких частотах (см. рис. 2.9). Кроме того, в большинстве случаев имеется некоторое понижение средней поляризации субимпульсов на более высоких частотах, что еще больше уменьшает поляризацию среднего импульса.

На рис. 3.16 показаны поляризационные характеристики серии последовательных импульсов пульсара PSR 0809 + 74, отличающегося упорядоченным дрейфом субимпульсов. Средние импульсы этого и других пульсаров типа D поляризованы слабо, хотя отдельные субимпульсы часто бывают поляризованы полностью. Как видно из рис. 3.16, изменения позиционного угла вдоль профиля для большинства субимпульсов подобны — полное изменение вдоль данного субимпульса составляет около 90° . Позиционный угол в данной точке в пределах субимпульса, например на заднем фронте, приблизительно одинаков от одного импульса к другому, т. е. вариации позиционного угла связаны с субимпульсами, а не со средним импульсом. Этот факт наряду с упорядоченным дрейфом субимпульсов дает объяснение низкой поляризации среднего импульса пульсара PSR 0809 + 74. Усредняя субимпульсы этого пульсара по ряду дрейфовых полос, Манчестер, Тейлор и Хьюгенин [223] нашли, что позиционный угол изменяется вдоль профиля субимпульса не плавно, как это происходит у большинства других пульсаров, а скачком приблизительно на 90° вблизи максимума субимпульса. По-видимому, расположение точки перехода позиционного угла изменяется, когда субимпульс движется вдоль среднего профиля. Когда субимпульс находится около центра среднего профиля, переход происходит примерно на 1° по долготе до максимума субимпульса; этот переход наблюдается немного раньше, когда субимпульс находится вблизи переднего фронта среднего профиля, и немного позже при положении вблизи заднего фронта. Подобные переходы позиционного угла на 90° наблюдаются и у других пульсаров типа D, например PSR 0031 — 07 и PSR 2016 + 28. Предполагается [21], что

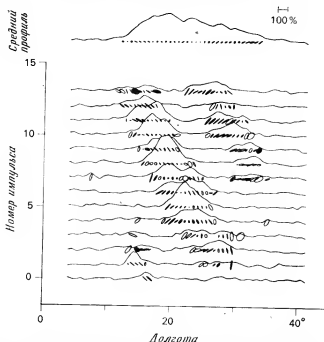


Рис. 3.16. Поляризационные характеристики для последовательности импульсов пульсара PSR 0809+74 на частоте 147 МГц. Эллипсами представлено состояние поляризации сигнала для каждого отсчета долготы (см. рис. 3.12) [223].

у пульсара PSR 2016+28 в каждом субимпульсе имеются два перехода позиционного угла на 90° , один — вблизи начала, а другой — в конце субимпульса. В этом случае положение точек переходов, по-видимому, также изменятся, когда субимпульсы дрейфуют вдоль среднего профиля.

Как показано на рис. 3.12 и 3.16, в субимпульсах иногда наблюдается высокая степень круговой поляризации. У большинства пульсаров интенсивность и знак круговой поляризации изменяются случайным образом, поэтому степень круговой поляризации в среднем импульсе невысока. Однако некоторые пульсары имеют средние импульсы с более сильной круговой поляризацией (см. рис. 2.11). У этих пульсаров характер круговой поляризации определяется средним импульсом, а не отдельными субимпульсами, как обычно. Например, у субимпульсов пульсара PSR 1237+25, попадающих на долготу третьего компонента, левая круговая поляризация обычно наблюдается на переднем фронте, а правая — на заднем. Однако

изменение знака предшествует максимуму субимпульса примерно на 2 мс и происходит очень близко к центру среднего профиля.

У пульсара PSR 2303 + 30, относящегося к типу D, наблюдалась круговая поляризация, связанная с субимпульсами, а не

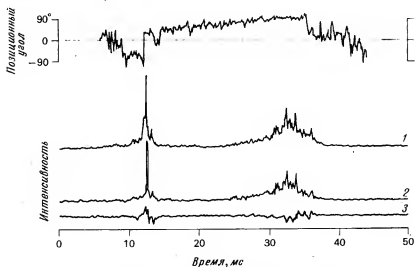


Рис. 3.17. Одниочный импульс пульсара PSR 1133+16 на частоте 430 МГц, изображенный с разрешением 128 мкс. Четыре кривых представляют полную интенсивность 1, линейно поляризованный компонент 2, компонент круговой поляризации 3 и позиционный угол. Отчетливо видны два скачка позиционного угла на 90° : один — вблизи переднего края мощного микроимпульса в первом субимпульсе, а другой, более медленный, — на заднем фронте второго субимпульса [67].

со средним профилем [280]. Детальная картина круговой поляризации довольно сложна. По-видимому, иногда вблизи центра субимпульса появляется область, в которой происходит изменение направления поляризации на обратное, дрейфующая вместе с субимпульсом вдоль среднего профиля. Для пульсаров PSR 0809 + 74 и PSR 0031 — 07 не наблюдалось сколько-нибудь заметной круговой поляризации, связанной с субимпульсами [223].

Наблюдения, выполненные Кордсом [67], показали, что у пульсаров PSR 0950 + 08, 1133 + 16, 1919 + 21 и 2016 + 28 изменения поляризации, связанные с микроимпульсами, похожи на изменения, связанные с субимпульсами. В общем случае степень поляризации и позиционный угол имеют тенденцию оставаться постоянными в пределах микроимпульса, хотя

в микроимпульсах пульсара PSR 0950 + 08 автокорреляционная обработка выявляет некоторые вариации. Поляризационные характеристики соседних микроимпульсов у пульсаров с высокополяризованным средним импульсом одинаковы или подобны. Однако у других пульсаров поляризация микроимпульсов выше, чем поляризация субимпульсов, а поляризационные характеристики соседних микроимпульсов существенно различаются. В частности, между соседними микроимпульсами часто наблюдаются переходы позиционного угла на 90° . Обычно эти скачки позиционного угла сопровождаются изменением направления круговой поляризации на обратное. Получающиеся таким образом два состояния поляризации ортогональны, т. е. на сфере Пуанкаре им соответствуют точки, отстоящие друг от друга на 180° . На рис. 3.17 показаны поляризационные характеристики отдельного импульса. Скачки позиционного угла на 90° между микроимпульсами, возможно, ответственны за изменения поляризационных характеристик внутри субимпульсов, наблюдаемые у пульсаров типа D, а иногда и у пульсаров других типов.

КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ И ПУЛЬСАР В НЕИ

Крабовидная туманность, представляющая собой остаток вспышки сверхновой, наблюдавшейся в Китае в 1054 г. н. э. как «звезда-гостья», занимает исключительное место в астрономии. Названная Крабовидной лордом Россом в 1844 г., эта туманность впервые была ассоциирована с событием 1054 г. Хабблом в 1928 г. и окончательно отождествлена с ним Дайвендаком, Оортом и Мейоллом в 1942 г. Фотографии туманности в нескольких цветах, полученные Бааде [10], показывают, что она состоит из сетки волокон, излучающих в линиях, наложенной на более однородную область излучения в непрерывном спектре (рис. 4.1). Весь видимый свет, за исключением

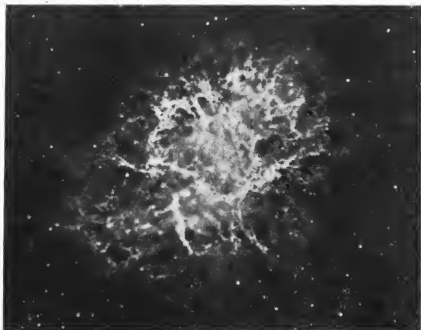


Рис. 4.1. Фотография Крабовидной туманности в красном свете, показывающая волокна, излучающие в линиях (с разрешения Ликской обсерватории).

небольшой части (несколько процентов), поступает из этой области.

Радиоисточник Телец А был обнаружен Болтоном в 1948 г. и отождествлен с Крбовидной туманностью Болтоном, Стэнли и Сли [33]. Это первый радиоисточник, отождествленный с оптическим объектом. Шкловский в 1953 г. предположил, что непрерывное оптическое излучение генерируется синхротронными процессами, и на следующий год его предсказание, что оптическое излучение туманности должно быть линейно-поляризованным, подтвердилось. Боуер с соавторами [35] в одной из первых идентификаций небесных рентгеновских источников отождествил с Крбовидной туманностью сильный источник рентгеновского излучения. Примерно в то же время около центра туманности Хьюишем и Окое [154] был открыт точечный низкочастотный радиоисточник. Наконец, Стэйлин и Райфенштейн [336] обнаружили в туманности пульсар. Он имеет самый короткий для известных пульсаров период и, как было показано, ответствен за большую часть излучения туманности, включая рентгеновское излучение и компактный радиоисточник. Учитывая тесную связь между туманностью и пульсаром, мы начнем эту главу с описания собственно туманности.

ИЗЛУЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ

На радио- и рентгеновских частотах Крбовидная туманность является одним из самых ярких источников на небе, однако на оптических частотах она не так заметна. Ее видимая звездная величина равна приблизительно $8,4^m$, и, хотя ее поверхностная яркость довольно низка, ее можно увидеть с помощью небольшого телескопа. Спектры непрерывного излучения от низких радиочастот до γ -диапазона для туманности и пульсара показаны на рис. 4.2. Во всем этом диапазоне спектр туманности представляется непрерывным, однако наблюдения в далекой инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра отсутствуют. За возможным исключением наиболее высоких γ -частот, излучение туманности почти определенно генерируется синхротронными процессами. Светимость, определенная по спектру туманности (в предположении изотропного излучения), составляет $1,0 \cdot 10^{38}$ эрг/с, из которых примерно 12 % излучается на радиочастотах.

Радиочастотные карты высокого разрешения, такие, как представленная на рис. 4.3, показывают, что туманность имеет приблизительно эллиптическую форму с размерами по уровню половинной интенсивности $3,5'$ для большой оси (при позиционном угле 135°) и $2,3'$ для малой оси. При расстоянии до туманности 2 кпс (см. ниже) соответствующие линейные размеры

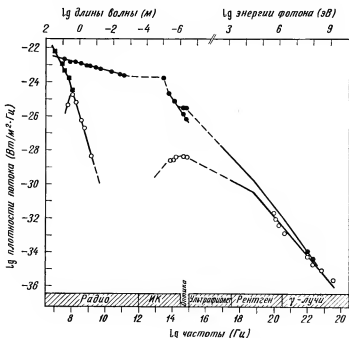


Рис. 4.2. Спектры Крабовидной туманности и ее пульсара в диапазоне от 10^7 до 10^{24} Гц. В оптической области спектр туманности представлен двумя линиями, из которых нижняя показывает наблюдаемый спектр, а верхняя — спектр, исправленный за межзвездную экстинкцию ($A_v = 1,6^m$). Оптический спектр пульсара также показан с поправкой $A_v = 1,6^m$ (точками обозначен спектр туманности, кружками — спектр пульсара, квадратиками — спектр компактного источника). Использованы данные работ [2, 6, 26—28, 38, 51, 177, 178, 187, 196, 214, 225—227, 249, 253, 269, 281, 315, 354, 363, 381].

для большой и малой осей составляют приблизительно 2,0 и 1,3 пс. В непрерывном спектре оптического диапазона размеры туманности по уровню половинной интенсивности для большой и малой осей равны около 2,5 и 1,5'. Хотя размеры области оптического излучения по уровню половинной интенсивности меньше, общая протяженность излучающей области составляет примерно $7' \times 5'$ как на радио-, так и на оптических частотах.

Туманность имеет различную структуру; наиболее заметными деталями являются так называемые заливы, находящиеся на юго-восточном и северо-западном краях туманности. Благодаря этим «заливам», которые можно видеть на рис. 4.1 и 4.3, распределение яркости в непрерывном излучении образует S-образную структуру вдоль большой оси туманности. В туманности нет признаков оболочечной структуры, наблюдаемой

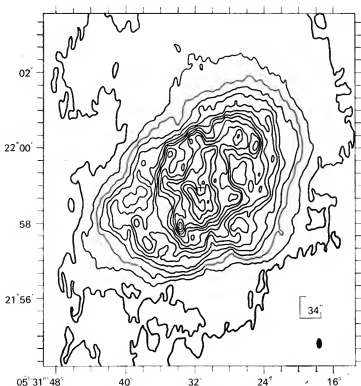


Рис. 4.3. Распределение радиояркости в Кротовидной туманности на частоте 5 ГГц. Крестиком в центре обозначено положение пульсара, а эллипсом в нижнем правом углу рисунка показана форма диаграммы направленности [383].

у большинства остатков сверхновых. Несколько волокон, выделяющихся на рис. 4.3, излучают в линиях оптической области. Уилсон [384] объяснил повышенную яркость волокон синхронным излучением в более сильных магнитных полях, окружающих волокна. Возможно, эти магнитные поля возникают благодаря токам, текущим вдоль волокон, и могут ограничивать волокна в результате пинч-эффекта. Хотя непрерывное оптическое излучение часто называют «аморфным», фотографии с наивысшим разрешением показывают, что излучающая область состоит из множества очень тонких нитей, которые могут быть расположены вдоль силовых линий магнитного поля туманности.

Как видно на рис. 4.2, в спектре туманности возможны разрывы в далеком инфракрасном и оптическом диапазонах.

Эйткен и Полден [2] предположили, что полученные ими высокие значения потока на волне 10 мкм могут быть обусловлены переизлучением на частицах пыли в туманности. Наклон непрерывного оптического спектра сильно зависит от довольно плохо изученной межзвездной экстинкции. Из наблюдений относительной интенсивности линий [SII] в волокнах Миллер [239] получил значение видимого поглощения A_v , равное $1,6^m \pm 0,2^m$, однако спектральная непрерывность лучше соответствует значению $A_v \approx 1^m$.

Хотя излучающие в линиях волокна ответственны лишь за малую часть общего оптического излучения, они содержат большую часть массы туманности, в целом составляющую около $1M_{\odot}$. Дэвидсон и Тьюкер [72] предположили, что волокна могут иметь нейтральные ядра и, следовательно, еще большую массу; тем не менее общая масса туманности, по-видимому, не превышает $2M_{\odot}$. Обычно угловая толщина волокон составляет несколько секунд дуги, так что, если предположить, что они имеют круговое поперечное сечение, их линейный диаметр должен быть 0,01—0,05 пс. Основными спектральными линиями волокон являются запрещенные линии [OII] (3726, 3729 Å), [OIII] (4959, 5007 Å), [NII] (6548, 6583 Å) и [SII] (6716, 6731 Å), а также H α (6563 Å). Отсюда ясно, почему волокна наиболее заметны на фотографиях, сделанных в красных лучах (см., например, рис. 4.1). Электронные плотности в областях монохроматического излучения можно вывести из соотношения интенсивностей линий в дублете [OII]. Полученное таким образом среднее значение составляет около 10^3 см^{-3} . Определить температуру более сложно, но полагают, что она должна составлять примерно 10^4 К . Такие условия в волокнах во многих отношениях сходны с условиями в плотных областях III.

В рентгеновском диапазоне спектральный индекс близок к $-1,2$ при низких энергиях фотонов и, возможно, несколько больше при абсолютной величине при энергиях порядка 100 МэВ. Спектр радиоизлучения более плоский (спектральный индекс $-0,26$). Низкие интенсивности γ -лучей с энергиями фотонов больше 250 ГэВ, измеренные Фацио и др. [92], говорят об увеличении крутизны спектров туманности и пульсара при энергиях выше 1 ГэВ. Наблюдения покрытия туманности Луной показали, что область рентгеновского излучения не является точечным источником [35]. Последние наблюдения со спутников и ракет серии покрытий, выполненные несколькими исследовательскими группами (например, [73, 294]), свидетельствуют о том, что угловой диаметр источника составляет приблизительно $70''$ при энергиях несколько кэВ и примерно наполовину меньше при энергиях порядка 100 кэВ. Центр

области излучения смещен приблизительно на $10\text{--}20''$ к западу от пульсара.

Рисунок 4.4 показывает распределение оптической поляризации в туманности. В центральной области свет линейно-поля-

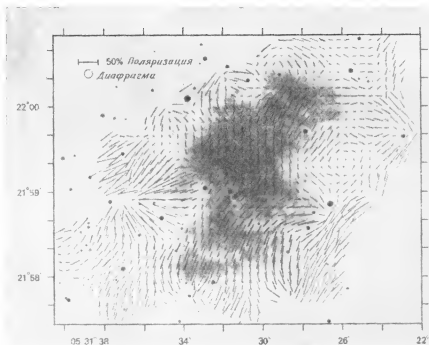


Рис. 4.4. Линейная поляризация непрерывного оптического излучения Крабовидной туманности. Линии ориентированы в соответствии с направлением электрического вектора, а их длины пропорциональны степени поляризации [390].

ризован примерно на 40 %; направление электрического вектора приблизительно параллельно яркой вытянутой структуре. Если оптическое излучение генерируется синхротронными процессами, что подтверждается нетепловым характером спектра и наличием поляризации, тогда этот результат означает, что направление магнитного поля перпендикулярно указанной структуре. Во внешних областях туманности степень поляризации выше и достигает 60 % вблизи юго-восточного «залива», где радиальная конфигурация векторов наводит на мысль о токе, текущем параллельно лучу зрения.

В радиодиапазоне степень поляризации обычно меньше и составляет 10—15 %. Уилсон [383, 385] обнаружил, что в этом диапазоне общее распределение поляризации сходно с картиной поляризации в оптической области, однако в юго-восточном «заливе» и в некоторых других районах корреляция слабая. Наблюдаемые различия поляризации в оптической области и радиодиапазоне в основном можно объяснить фарадеевским вращением плоскости поляризации радиоизлучения внутри волокон, излучающих в линиях. Если напряженность поля внутри волокон составляет $5 \cdot 10^{-4}$ Гс, а электронная плотность $n_e \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$, то для длины пути 0,02 пс мера вращения (см. гл. 7) должна составлять примерно 10^4 рад/м². При распространении через среду, характеризующую столь большой мерой вращения, радиоизлучение должно быть существенно деполаризовано. Измеренные меры вращения пульсара в Крабовидной туманности ($RM = -42,3$ рад/м²) и близкого объекта PSR 0525+21 ($RM = -39,6$ рад/м²) весьма близки. Это позволяет предполагать, что внутри Крабовидной туманности излучение пульсара испытывает весьма незначительное фарадеевское вращение плоскости поляризации. Поскольку магнитные поля внутри туманности не малы (см. ниже), это означает, что плотность тепловых электронов вне волокон меньше $0,01 \text{ см}^{-3}$.

Круговая поляризация радиоизлучения туманности была обнаружена Вейлером [375]. Карта, полученная с помощью апертурного синтеза на частоте 1415 МГц, показывает несколько районов с правой круговой поляризацией (около 0,05 %) — левая круговая поляризация не обнаружена. Полученное значение сравнимо с верхним пределом 0,03 %, установленным Ландстритом и Энджелом [191] для круговой поляризации непрерывного оптического излучения туманности. В рентгеновском диапазоне Вайскопф и др. [376] обнаружили, что средняя линейная поляризация излучения туманности составляет около 15 %, а позиционный угол такой же, как для оптического излучения в центральной области. Эти результаты показывают, что рентгеновское излучение туманности, так же как радио- и оптическое излучение, имеет синхротронное происхождение. В этом отношении Крабовидная туманность оказывается уникальной, поскольку рентгеновское излучение от других остатков сверхновых, по-видимому, генерируется тепловыми тормозными процессами.

Релятивистский электрон (с зарядом e и массой покоя m) в магнитном поле генерирует синхротронное излучение с максимумом интенсивности на частоте

$$\nu_m \approx 0,07 \frac{eB_{\perp}}{mc} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2 \approx 1,8 \cdot 10^{18} B_{\perp} \varepsilon^2 [\text{Гц}], \quad (4.1)$$

где B_{\perp} — составляющая магнитного поля, перпендикулярная вектору скорости электрона, Гс; ε — энергия электрона, эрг.

Принимая напряженность магнитного поля равной $5 \cdot 10^{-4}$ Гс (см. ниже), получим, что необходимая энергия электрона составляет 10^{-4} эрг или 70 МэВ для радиоизлучения на частоте 10^7 Гц и $2 \cdot 10^{15}$ эВ для гамма-лучей на частоте 10^{22} Гц. Голд [120] показал, что обратное комптоновское рассеяние радио- и рентгеновских фотонов на этих высокоэнергичных электронах приводит к образованию гамма-квантов. Наблюдаемое гамма-излучение на частотах, больших 10^{22} Гц, вероятно, генерируется этим процессом.

Мощность, излучаемая электроном, определяется соотношением

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{2}{3} c \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2 B_{\perp}^2 \approx 2,4 \cdot 10^{-3} B_{\perp}^2 \varepsilon^2 \text{ [эрг/с]}. \quad (4.2)$$

Для ансамбля электронов с дифференциальным распределением по энергиям

$$N(\varepsilon) d\varepsilon = K \varepsilon^{-\gamma} d\varepsilon, \quad (4.3)$$

где K и γ — константы; интенсивность излучения оптически тонкого источника определяется соотношением

$$I_{\nu} = A(\gamma) K l B^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma-1)/2}, \quad (4.4)$$

где $A(\gamma)$ — функция от γ , а l — протяженность источника [106]. В радиодиапазоне спектральный индекс туманности составляет $-0,26$, т. е. $\gamma = 1,52$. При напряженности поля $5 \cdot 10^{-4}$ Гс плотность релятивистских электронов, необходимая для генерации наблюдаемого радиоизлучения, составляет около 10^{-5} см $^{-3}$. Вклад этих электронов в общую энергию туманности составляет $\sim 2 \cdot 10^{47}$ эрг. Поскольку эффективность процессов излучения при высоких энергиях увеличивается [см. уравнение (4.2)], плотность релятивистских электронов, необходимая для генерации оптического и рентгеновского излучения, составляет лишь около 10^{-8} см $^{-3}$, что соответствует общему содержанию энергии в туманности около $4 \cdot 10^{47}$ эрг.

Из (4.1) и (4.2) следует, что время жизни релятивистских электронов

$$\tau_R \approx \varepsilon / (-d\varepsilon/dt) \approx 6 \cdot 10^{11} B_{\perp}^{-2/3} \nu_m^{-1/2} \text{ [с]}. \quad (4.5)$$

Для радиоизлучения $\nu_m \leq 10^{11}$ Гц, так что $\tau_R \geq 2 \cdot 10^{11}$ с, или 6000 лет. Таким образом, возможно, что электроны, ответственные за радиоизлучение, были образованы во время вспышки сверхновой. Однако для оптического и рентгеновского диапазонов время жизни электронов много меньше, чем возраст туманности; например, для рентгеновского излучения с $\nu_m \approx 10^{20}$ Гц время жизни электрона составляет $\tau_R \approx 6 \cdot 10^6$ с,

или 10 нед. Очевидно, такие электроны не могли образоваться во время вспышки сверхновой и излучать до сих пор. Таким образом, если излучение в оптическом и рентгеновском диапазонах имеет синхротронную природу, необходима непрерывная инжекция или ускорение релятивистских электронов. До открытия пульсара в Крабовидной туманности в этом состояла главная проблема физики процессов, происходящих в туманности. Вероятно, что пульсары (прямо или косвенно) содействуют ускорению частиц до ультрарелятивистских энергий. Скорость потери кинетической энергии вращения пульсаром в Крабовидной туманности ($\dot{W} = I\Omega\dot{\Omega}$, где I — момент инерции, полагаемый равным 10^{45} г·см²) составляет около $5 \cdot 10^{38}$ эрг/с; этого более чем достаточно для объяснения светимости туманности 10^{38} эрг/с. При энергиях, для которых время жизни релятивистских электронов меньше, чем возраст туманности (более $6 \cdot 10^{10}$ эВ, что соответствует синхротронному излучению на частоте выше 10^{13} Гц), энергетический спектр электронов, содержащихся в туманности, круче, чем энергетический спектр инжектированных электронов, поскольку скорость синхротронных потерь пропорциональна ϵ^2 . Если энергетический спектр инжектированных электронов пропорционален $\epsilon^{-\gamma}$, тогда при высоких энергиях квантов спектр электронов в туманности изменяется как $\epsilon^{-(\gamma+1)}$ и синхротронный спектральный индекс уменьшится на 0,5. На инфракрасных и оптических частотах наблюдаемый спектр может соответствовать степенному закону со спектральным индексом $-0,8$, но на более высоких частотах спектр более крутой. Это дает основания предполагать, что спектр инжектированных электронов также более крутой на высоких энергиях.

Рентгеновский источник на высоких энергиях (~ 100 кэВ) имеет диаметр около одного светового года. Поэтому из-за короткого времени жизни, обусловленного потерями на излучение, излучающие электроны не могут быть ускорены у пульсара. Тадемару [342] и Кок [55] также обратили внимание на то, что вследствие потерь на излучение кривизны (см. гл. 9) электроны, инжектированные в туманность пульсаром, будут иметь верхний предел энергий $\sim 3 \cdot 10^{12}$ эВ, соответствующий синхротронной частоте $\sim 10^{16}$ Гц. Кок предположил, что дальнейшее ускорение обусловлено ферми-процессами в небольшой области (радиус $\sim 0,2$ пс), окружающей пульсар. Эта модель обеспечивает естественное объяснение протяженного источника жесткого рентгеновского излучения и его крутого спектра. Суммарная скорость инжекции частиц, необходимая для того, чтобы пульсар обеспечивал наблюдаемое свечение туманности, составляет $\sim 10^{38}$ частиц в 1 с.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ТУМАННОСТИ

Интерпретация непрерывного излучения туманности как синхротронного излучения требует, чтобы во всей туманности присутствовало относительно сильное магнитное поле. Имеется несколько методов оценки величины магнитного поля. По-видимому, релятивистские электроны удерживаются внутри туманности магнитным полем; отсюда следует, что плотность энергии частиц не превышает плотности энергии магнитного поля $B^2/8\pi$. Однако напряженность поля и энергия частиц также связаны с наблюдаемой синхротронной светимостью (см. формулу 4.2). Для равновесного состояния (плотности энергий частиц и поля равны) требуемая величина поля составляет примерно $5 \cdot 10^{-4}$ Гс, что соответствует полному энергетическому содержанию около 10^{48} эрг, включая и частицы, и поле. Суммарная полная энергия (частиц и поля) быстро возрастает при отклонении магнитного поля от равновесного состояния как в сторону увеличения, так и уменьшения. Поэтому система должна релаксировать к равновесному состоянию. Вторая оценка величины магнитного поля может быть получена из наблюдаемого увеличения спектрального индекса излучения туманности около частоты 10^{13} Гц. Из уравнения (4.5) частота перегиба спектра определяется

$$\nu_b \approx 4 \cdot 10^{23} B_{\perp}^{-3} \tau_R^{-2} [\text{Гц}], \quad (4.6)$$

где τ_R — возраст туманности. Таким образом, для $\tau_R = 2,8 \times 10^{10}$ с, $B \approx 4 \cdot 10^{-4}$ Гс. Объяснение природы высокоэнергичного γ -излучения туманности обратным эффектом Комптона дает третью оценку величины поля. Для создания потока, наблюдавшегося Фацио [92] и др., средняя величина поля внутри туманности должна быть близкой к 10^{-3} Гс. Итак, различные способы оценки показывают, что среднее значение напряженности поля внутри туманности лежит между $5 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-3} Гс.

Вопрос о происхождении этого поля, которое, как показывают поляризационные измерения, имеет довольно регулярную крупномасштабную структуру, представляет трудную проблему. Это поле не могло образоваться в результате простого расширения магнитного поля звезды, поскольку отношение гравитационной и магнитной энергий (которое сохраняется при сферическом расширении) составляет в настоящее время только около 10^{-6} . Следовательно, при указанном предположении система никогда не будет устойчивой. Более того, в настоящее время всякое поле, связанное с пульсаром, не может быть достаточно сильным. Даже при обратноквадратичной зависимости от расстояния поле от этого источника должно составлять

меньше 10^{-12} Гс в большей части туманности. Выметаемое межзвездное поле должно быть сжато к краям туманности, придавая ей форму, соответствующую оболочечной структуре, а не наблюдаемому распределению яркости с максимумом вблизи центра. Турбулентные движения внутри туманности не кажутся достаточными для усиления начального поля до наблюдаемой в настоящее время величины.

Поэтому представляется, что поле должно образовываться пульсаром с момента начального взрыва. Как описывается в гл. 9, пульсар, по всей вероятности, генерирует значительный поток магнитно-дипольного излучения. Рис [288] ранее предположил, что наблюдаемое магнитное поле в Крабовидной туманности связано с этими электромагнитными волнами. Такое поле может иметь величину около 10^{-4} Гс на краях туманности, поскольку его радиальная зависимость ($\sim r^{-1}$) значительно слабее, чем для диполя ($\sim r^{-3}$). Электроны, захваченные магнитно-дипольным излучением, имеют гирочастоту много выше частоты волн и поэтому испускают «синхрокомптоновское» излучение, по своим характеристикам аналогичное синхротронному. Вдали от плоскости экватора магнитно-дипольное излучение имеет компонент с круговой поляризацией; следовательно, синхрокомптоновское излучение тоже должно быть поляризовано по кругу с ожидаемой степенью поляризации около 1 %. Однако, как упоминалось выше, для степени круговой поляризации непрерывного оптического излучения был установлен верхний предел около 0,03 %. По этой причине указанную интерпретацию поля, по-видимому, следует исключить. Рис и Ганн [289] высказали предположение, что магнитно-дипольное излучение поглощается на ударном разрыве на расстоянии около 0,1 пс от пульсара, причем энергия преобразуется в релятивистские частицы. Следуя более ранней работе Пиддингтона [270], они предположили, что вне этого возмущения усиление поля происходит вследствие «закручивания» тороидальных компонентов поля. Ожидается, что эти процессы должны саморегулироваться при напряженности поля, соответствующей равновесному значению. Однако наблюдения круговой поляризации, выполненные Вейлером [375] на частоте 1415 МГц, больше соответствуют полю со средним направлением к Земле, чем тороидальному полю. Таким образом, механизм образования наблюдаемого магнитного поля туманности до сих пор неясен.

РАСШИРЕНИЕ ТУМАННОСТИ

Собственные движения волокон, происходящие в результате расширения туманности, впервые были обнаружены Дунканом [81]. Он показал также, что возраст туманности, вычисленный

на основании расширения с постоянной скоростью, меньше, чем известный возраст. Это указывает на ускоренное движение волокон после вспышки сверхновой. Анализируя фотографии туманности, полученные в течение 30-летнего периода, Тримбл [358] обнаружил, что скорость разлета волокон пропорциональна их расстоянию от центра. Наибольшие наблюдаемые скорости около 1500 км/с обнаружены около концов главной оси. Сочетая измерение радиальной скорости и собственного движения с предположением, что туманность представляет собой вытянутый сфероид с главными осями, лежащими в картинной плоскости, Тримбл определил расстояние до туманности, получив значение 2 кпс. Дата начала разлета волокон соответствует примерно 1140 г. н. э., т. е. на 86 лет позже известной даты вспышки сверхновой. Эта разница соответствует постоянному ускорению $\dot{v} \approx 10^{-3}$ см/с² на концах главной оси. Мощность, необходимая для поддержания этого ускорения:

$$\dot{W} = Mv\dot{v} + \frac{1}{2}v^2\dot{M}, \quad (4.7)$$

где M — масса туманности, v — скорость расширения и \dot{M} — скорость, с которой туманность выметает межзвездную материю. Принимая $M = 1M_{\odot}$ и $v = 1,5 \cdot 10^8$ см/с, получим

$$\dot{W} = 3 \cdot 10^{38} + 5 \cdot 10^{38}n_{\text{H}} \text{ [эрг/с]}, \quad (4.8)$$

где n_{H} — плотность нейтрального водорода в окружающей межзвездной среде. При $n_{\text{H}} \approx 0,2$ см⁻³ общая требуемая мощность составляет $4 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Отсюда следует, что значительная часть потерь энергии пульсара, по-видимому, расходуется на расширение туманности. Исходя из приведенных выше параметров, можно сделать вывод, что релятивистские частицы и магнитные поля внутри туманности оказывают достаточное давление, чтобы вызвать наблюдаемое ускорение.

Ранние наблюдения Бааде показали изменяющиеся со временем детали, особенно в центральной части туманности, не связанные с ее расширением. Скаргл [315] нашел, что основная активность проявляется в группе «жгутов», лежащих на несколько секунд дуги к северо-западу от звезды, известной теперь как пульсар. Эти жгуты представляют собой вытянутые области с повышенной интенсивностью излучения, имеющие характерные размеры примерно $6'' \times 2''$. Интенсивность изменяется с характерным временем от нескольких месяцев до нескольких лет, а жгуты движутся со скоростью до 0,3 с. Энергия, связанная с каждой вспышкой активности, составляет около 10^{43} эрг. Скаргл интерпретирует эти жгуты как области локального усиления синхротронного излучения, связанные

с магнитогидродинамической активностью, порожденной пульсаром. Сильная поляризация их излучения свидетельствует о наличии продольного магнитного поля.

ПУЛЬСАР В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Открытие Стэйлином и Райфенштайном [336] двух пульсаров около Крабовидной туманности и последующие наблюдения Комеллы и др. [63], показавшие, что один из них расположен внутри туманности и имеет очень короткий период 33 мс, добавили новое измерение в исследование Крабовидной туманности. Наблюдения регулярно увеличивающегося периода этого пульсара [293] открыли возможное решение проблемы энергетического снабжения туманности. В дальнейшем значимость этих открытий была увеличена, когда Кок, Дисней и Тейлор [56] обнаружили оптические импульсы с тем же периодом, что и радиоимпульсы. Последующие наблюдения Линдса [206] и др. показали, что эти импульсы приходят от одной (южной) из двух звезд 16-й величины, расположенных вблизи центра туманности. Этот объект был отождествлен Бааде и Минковским в 1942 г. со звездным остатком сверхновой. На рис. 4.5 мы проиллюстрировали обнаружение пульсара Миллером и Уомплером [240] с помощью телевизионной камеры; это наблюдение также показало, что интенсивность пульсара при минимуме светимости составляет менее 2 % максимальной интенсивности, так что по существу весь свет этой звезды излучается в виде импульсов. Разумеется быстрые пульсации не могли быть выявлены на ранних фотографиях с длительной экспозицией. Картина спектра излучения пульсара была дополнена в дальнейшем открытием пульсаций рентгеновского [98] и гамма-излучения [155].

Средние профили пульсара в Крабовидной туманности, представленные на рис. 4.6, в каждом из четырех частотных диапазонов (от радио- до гамма-излучения) имеют сходные основные формы, содержащие главный импульс и относительно сильный интеримпульс. Временное разделение главного импульса и интеримпульса на оптических и радиочастотах составляет $13,37 \pm 0,03$ мс или 40,4 % периода. На радиочастотах ниже 700 МГц обнаружен третий компонент импульса, предшествующий главному импульсу и названный предимпульсом. Имеются также свидетельства о наличии дополнительных компонентов импульса между главным импульсом и интеримпульсом на частотах ниже 200 МГц; на этих частотах профиль сильно «размазывается» межзвездным рассеянием [281], делая трудным отождествление слабых компонентов. Как можно видеть на рис. 4.6, между двумя компонентами импульса опти-

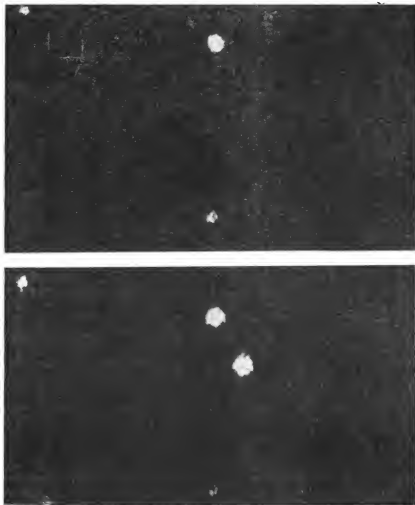


Рис. 4.5. Обнаружение пульсара в Крбовидной туманности с помощью телевизионного устройства. На нижнем снимке пульсар (южная звезда пары) показан в фазе максимума излучения, на верхнем — в фазе минимума [240].

ческий профиль остается значительно выше нулевого уровня, а в рентгеновском и гамма-диапазоне доля общей энергии импульса, «размазанная» между компонентами, становится еще больше. В табл. 4.1 представлены отношения энергий трех компонентов импульса для различных частот. Для гамма-излучения высокой энергии (>1 ГэВ) отношение

интеримпульс/главный импульс довольно неопределенно. Мак-Брин и др. [227] приводят значение 1,0, но другие авторы дают значения около 3.

Средняя плотность потока импульсного излучения пульсара от низких радиочастот до гамма-излучения высоких энергий показана на рис. 4.2. Из этого рисунка и табл. 4.1 ясно, что спектр в радиодиапазоне и оптической области нельзя считать непрерывным; это обстоятельство наряду с различием форм импульсов и данными о яркостных температурах и флуктуациях импульсов, обсуждаемыми ниже, свидетельствует, что механизмы радио- и оптического излучений различны. Рассеяние на неоднородностях межзвездной среды (см. гл. 7) вызывает крутой завал на частотах ниже 100 МГц. Ниже этой частоты пульсар наблюдается как точечный источник [154], расположенный внутри туманности и имеющий очень крутой спектр (рис. 4.2). Непрерывность спектров точечного источника и пульсара наряду с интерферометрическими наблюдениями

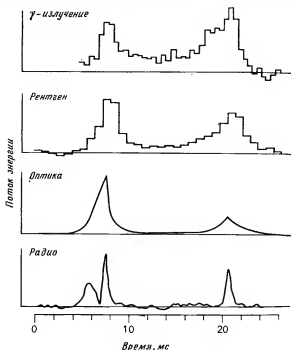


Рис. 4.6. Формы средних профилей пульсара в Крабовидной туманности от радио- (410 МГц) до гамма-диапазона. Видны следующие компоненты импульса (слева направо): предимпульс (только в радиодиапазоне), главный импульс и интеримпульс [184, 214, 285, 373].

Таблица 4.1

Отношение энергий компонентов среднего импульса для пульсара в Крбовидной туманности

Диапазон	Прелимпульс	Интеримпульс	Источник
	Главный импульс	Главный импульс	
Радио (410 МГц)	0,82	0,65	[214]
Радио (1664 МГц)	$< 0,03$	0,20	[214]
Оптический	—	0,59	[373]
Рентген (1,5—10 кэВ)	—	1,10	[285]
Рентген (30—200 кэВ)	—	1,35	[394]
Гамма-излучение низких энергий (100—400 кэВ)	—	2,3	[187]
Гамма-излучение (0,6—9 МэВ)	—	~ 2	[155, 227]

[363], которые показали, что точечный источник совпадает с пульсаром, не оставили сомнений, что этот источник представляет собой рассеянное излучение пульсара. Ниже частоты примерно 100 МГц спектральный индекс близок к $-2,0$, а выше этой частоты он составляет $-3,5$. Эти значения относятся ко всему импульсу; как указано выше, спектральные индексы значительно изменяются от одного компонента к другому.

В инфракрасной и оптической областях форма среднего профиля примерно одинакова [27], а спектральный индекс составляет около 0,3. Спектр достигает локального максимума на оптических частотах и, по-видимому, сливается со спектром рентгеновских лучей низких энергий. При энергиях квантов выше 20 кэВ (10^{19} Гц) спектр становится более крутым и затем по существу остается линейным ($\alpha \approx -1,2$) вплоть до 1 ГэВ. При энергиях, меньших нескольких кэВ, возможно некоторое уменьшение интенсивности импульса, происходящее в результате рассеяния на межзвездной пыли [355]. Возможно, что «перегиб» спектра на 20 кэВ частично или полностью обусловлен именно этим явлением. Интересно, что поток от пульсара превышает поток от туманности на низкочастотном и, возможно, на высокочастотном конце спектра. Если предположить, что пульсар посылает пучок излучения в телесном угле 0,5 ср (для рентгеновского излучения этот телесный угол может быть больше), то светимость пульсара составит приблизительно $3 \cdot 10^{30}$ эрг/с на радиочастотах и $7,5 \cdot 10^{34}$ эрг/с на инфракрасных и более высоких частотах. Более 90 % радиосветимости излучается на частотах между 10 и 100 МГц; если спектр продолжает круто возрастать на частотах ниже 10 МГц, радиосветимость должна быть в значительной степени больше.

На радио- и оптических частотах главный импульс в среднем профиле имеет очень узкий пик. На частоте 430 МГц ширина главного импульса меньше 300 мкс [281], а на оптических частотах вершина главного импульса не разрешается на интервале выборки 32 мкс [267]. Измерения времени прихода импульса показывают, что пики главных импульсов в радиодиапазоне и оптической области совпадают с точностью 200 мкс; кроме того, рентгеновский главный импульс совпадает с оптическим в пределах 500 мкс [188]. Наличие тонких деталей означает, что протяженность области источника, излучающей эти детали, менее 10 км для $\Delta t < 30$ мкс. Этот малый размер в свою очередь означает яркостную температуру на радиочастотах порядка 10^{29} К или больше. Эти значения не оставляют сомнений, что механизм радиоизлучения обусловлен когерентным излучением многих частиц; однако на оптических и рентгеновских частотах яркостная температура много меньше ($\leq 10^{11}$ К) и когерентные процессы не являются необходимыми.

Из наблюдений, проведенных в течение 3-летнего периода на обсерватории Аресибо, Ранкин, Пэйн и Кэмпбелл [283] обнаружили, что на частоте 430 МГц интенсивность пульсара изменяется более чем в три раза с характерным временем флуктуаций около 30 сут. Интенсивности трех компонентов среднего импульса на радиочастотах как функции времени показаны отдельно на рис. 4.7. Очевидно существует высокая корреляция между вариациями трех компонентов; Ранкин, Пэйн и Кэмпбелл получили максимум коэффициента корреляции примерно 0,96 при нулевом сдвиге. На более низких частотах изменения интенсивности имеют примерно такую же величину, но слабо коррелированы с изменениями на частоте 430 МГц. Это означает наличие долгопериодических вариаций спектрального индекса. На частоте 196 МГц характерное время флуктуаций больше, около 77 дней, а на частотах 111 МГц и 74 МГц интенсивность уменьшалась непрерывно в течение 3 лет. Более поздние наблюдения Лайна и Торна [210] на частоте 408 МГц показали, что в ноябре и декабре 1974 г. интенсивность пульсара возросла примерно в четыре раза и приблизилась к уровню, наблюдавшемуся в начале 1973 г.

В оптическом диапазоне форма импульса и интенсивность, по-видимому, вполне стабильны в течение длительных интервалов времени. Горовиц и др. [161] не обнаружили признаков изменений формы импульсов за трехлетний период, а Грот [127] показал, что в течение пяти лет (с 1969 по 1974 г.) средняя форма импульса изменялась менее чем на 1 % от максимальной интенсивности главного импульса. Все поиски признаков долгопериодических изменений интенсивности до сих пор давали отрицательный результат.

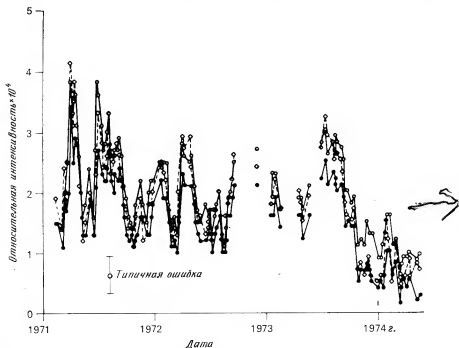


Рис. 4.7. Интенсивности трех компонентов среднего импульса пульсара в Крабовидной туманности на частоте 430 МГц относительно непрерывного излучения туманности в течение 3-летнего периода (кружки — главный импульс, точки — интеримпульс, ромбики — предимпульс [283]).

Если оптические и рентгеновские импульсы генерируются одинаковыми механизмами излучения (предположение, основанное на непрерывности спектров и подобии форм импульсов), увеличение интеримпульса на рентгеновских частотах означает, что в оптическом диапазоне должно существовать малое, но обнаружимое изменение формы импульса. Манкстер и Кок [245] обнаружили, что передний край интеримпульса в ультрафиолетовом диапазоне был примерно на 1 % ярче по сравнению с видимым, что примерно соответствует ожидаемой величине эффекта. Сравнение наблюдений, проведенных в видимом и инфракрасном ($\sim 8000 \text{ \AA}$) диапазонах Гротом [128], показывает, что передний край интеримпульса в видимом диапазоне ярче на 1—2 %, что также соответствует экстраполяции рентгеновских профилей. Для главного импульса частотная зависимость оказывается противоположной, передний край ярче примерно на 1 % в инфракрасном диапазоне.

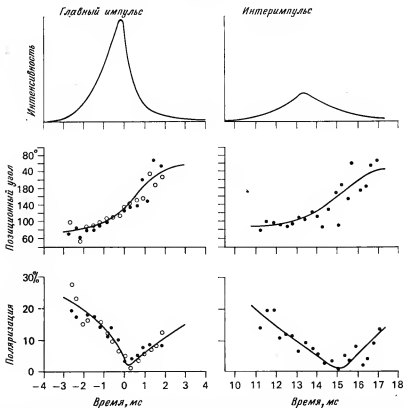


Рис. 4.8. Вариации линейной поляризации и позиционного угла электрического вектора для главного импульса и интеримпульса пульсара в Крабовидной туманности в оптической области [186].

Беклин и др. [27] обнаружили, что инфракрасный профиль на волне 2,2 мкм отличается от оптического менее чем на 4 % максимума главного импульса.

На радио- и оптических частотах в среднем профиле импульсов была обнаружена существенная линейная поляризация. Предимпульс в радиодиапазоне имеет 100 %-ную поляризацию с приблизительно постоянным позиционным углом, однако главный импульс и интеримпульс поляризованы только примерно на 10 %. Позиционный угол поляризации этих компонентов трудно определить, но, вероятно, в этих компонентах он имеет почти постоянное значение и приблизительно равен позиционному углу предимпульса. В оптическом диапазоне, как показано на рис. 4.8, поляризация излучения импульса совсем

другая. Степень поляризации имеет максимальное значение приблизительно 20 % около переднего края главного импульса и достигает минимума порядка нескольких процентов приблизительно через 300 мкс после вершины импульса. Кривая позиционного угла имеет S-образную форму, похожую на кривую изменения позиционного угла, наблюдаемую у нескольких других пульсаров в радиодиапазоне с общим поворотом около 160° . Изменение поляризации в интеримпульсе аналогично изменению поляризации в главном импульсе.

После компенсации эффектов межзвездного фарадеевского вращения позиционный угол поляризации радиоимпульсов составляет $145 \pm 20^\circ$ [215], что близко к соответствующему значению для максимума оптического главного импульса. Фергюсон и др. [95] предположили, что после устранения эффектов межзвездной поляризации фактическое изменение позиционного угла вблизи поляризационного минимума оптического импульса может быть более сложным. Эти авторы также обнаружили некоторые признаки долгопериодических вариаций поляризации. Кок и др. [58] установили предел 0,07 % для круговой поляризации в максимуме оптического главного импульса.

Другая особенность излучения пульсара в Крабовидной туманности состоит в появлении время от времени очень сильных радиоимпульсов. Именно эти очень сильные импульсы были обнаружены Стэйлином и Райфенштайном в 1968 г. На рис. 4.9 представлена диаграмма числа импульсов в зависимости от плотности потока на частоте 146 МГц. Этот рисунок показывает, например, что импульс, более чем в 10 раз сильнее среднего, появляется примерно один раз на каждые 10^3 импульсов. Прямая линия на рис. 4.9 представляет аппроксимацию степенным законом с показателем степени $-2,5$. На частоте 430 МГц Хейлс и др. [139] обнаружили появляющиеся время от времени импульсы с интенсивностью, превышающей среднее значение в 1000 раз. Типичная ширина импульсов составляет 100 мкс или меньше, что соответствует яркостным температурам больше 10^{31} К. Хотя сильные импульсы имеют высокую интенсивность, они достаточно редки, так что их вклад в энергию импульсного радиоизлучения составляет лишь несколько процентов. Почти все сильные импульсы появляются на месте главного импульса; было найдено, что на частоте 146 МГц около 7 % гигантских импульсов появляются на месте интеримпульса и ни один не был обнаружен на месте предимпульса [121]. В одновременных наблюдениях на частотах 111 и 318 МГц Хейлс и Ранкин [140] обнаружили, что, когда импульс был сильным на одной из этих частот, он обычно не был сильным на другой, что показывает переменный характер спектра этих импульсов. Гигантские импульсы не наблюдаются на

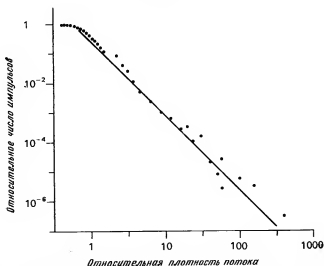


Рис. 4.9. Распределение частоты появления импульсов пульсара в Крабовидной туманности по интенсивности на 146 МГц. Плотности потока отнесены к среднему значению [7].

частотах выше примерно 500 МГц и в общем случае отличаются слабой поляризацией.

В противоположность поведению на радиочастотах нет указаний на какие-либо короткопериодические вариации в форме или интенсивности оптических импульсов. Хеджи и др. [138] показали, что для главного импульса отношение среднеквадратичной интенсивности $\langle I^2 \rangle$ к квадрату средней интенсивности $\langle I \rangle^2$ составляет менее 1,02. Этот результат означает, что если, например, один из 10^3 импульсов был более интенсивным, чем среднее, то степень его усиления меньше 5. Хеджи и др. также показали, что статистически значимые флуктуации с характерным временем от 1 нс до 50 мкс отсутствуют. Короткопериодические вариации рентгеновских импульсов с характерным временем порядка нескольких десятых секунды, возможно, были обнаружены Форманом и др. [97].

Среди наиболее важных наблюдений пульсара в Крабовидной туманности следует отметить измерения времени прихода импульсов, по результатам которых были вычислены период пульсара, производная периода и другие параметры. Эти результаты описаны в гл. 6, а их интерпретация обсуждается в гл. 9.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ПУЛЬСАРЫ И ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ

Большая часть информации о пульсарах в этой книге основана на наблюдениях, проведенных в радиодиапазоне от 10 МГц до 10 ГГц. Имеются явные свидетельства того, что на частотах вне этого диапазона плотности потока пульсаров, как правило, быстро убывают. Однако в рентгеновской области был обнаружен родственный класс объектов, не излучающих заметно на радиочастотах. Рентгеновское излучение этих объектов, названных рентгеновскими пульсарами, пульсирует с периодами от 0,7 до 835 с. Считается, что все известные рентгеновские пульсары должны быть членами двойных систем. Наоборот, из 321 известного радиопулсара только один с несомненностью является членом двойной системы — пульсар PSR 1913 + 16, имеющий второй по малости из известных периодов (59 мс) и очень короткий орбитальный период (7,75 ч). Последние наблюдения [404] показали, что еще один пульсар, PSR 0820 + 02, имеющий относительно большой период 0,864 с, является членом двойной системы с орбитальным периодом свыше 1500 сут.

Наблюдения двойных звезд играют весьма важную роль в оптической астрономии, поскольку они дают единственный прямой метод определения масс звезд. Такую же возможность предоставляют наблюдения двойных рентгеновских источников и радиопулсара, входящего в двойную систему. Кроме того, этот пульсар, который можно рассматривать как точные часы, движущиеся по эксцентрической орбите со скоростью $v/c \approx 10^{-3}$ в сильном и меняющемся гравитационном поле, представляет собой идеальную лабораторию для проверки теорий гравитации. Мы начнем эту главу с обсуждения того, что известно об излучении обычных пульсаров вне радиодиапазона, затем опишем рентгеновские пульсары и входящий в двойную систему радиопулсар и кратко исследуем возможные истории их эволюции.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ ВНЕ РАДИОДИАПАЗОНА

Большинство пульсаров имеет довольно крутые радиоспектры; экстраполяция этих спектров на оптические и более высокие частоты предсказывает плотности потока, лежащие

ниже порога обнаружения. Все же некоторые пульсары уверенно наблюдаются вне радиодиапазона; в их число входят пульсар в Крабовидной туманности (PSR 0531 + 21) и пульсар в созвездии Парусов (PSR 0833 — 45). Очевидно, что за высокочастотное излучение этих пульсаров ответствен иной механизм (или механизмы), чем за излучение в радиодиапазоне. Излучение пульсара в Крабовидной туманности и связанного с ним остатка сверхновой обсуждалось в предыдущей главе. Как и пульсар в Крабовидной туманности, пульсар в созвездии Парусов также является необычно быстро пульсирующим источником, и, поскольку расстояние до него составляет всего одну четверть расстояния до пульсара в Крабовидной туманности, он представлялся особенно подходящим кандидатом для поисков импульсного излучения на более высоких частотах.

Много исследований пульсара в созвездии Парусов было проведено в оптическом диапазоне. До недавнего времени все они давали отрицательные результаты, что частично связано с неопределенностью в положении радиоисточника. На очень чувствительной фотографии участка неба, соответствующего координатам радиоисточника, которые в настоящее время кажутся наиболее достоверными [118], Ласкер [197] обнаружил очень слабый голубой объект ($m_v \approx 23,7^m$) внутри прямоугольника ошибок положения радиоисточника. Однако его попытки найти световые импульсы от этого объекта были безрезультатными. Последующие исследования Уоллеса и др. [371] оказались более успешными — было обнаружено импульсное излучение из участка неба, содержащего найденную Ласкером звезду — кандидата в пульсары. Как показано на рис. 5.1, импульс состоит из двух широких компонентов, отстоящих друг от друга на 22 мс, или на 90° по долготе.

Измерения относительных времен прихода импульса после поправок на дисперсионную задержку показывают, что радиоимпульс излучается на 20 мс раньше первого оптического импульса. Усредненная по времени фотографическая звездная величина источника импульсного излучения равна $\sim 25^m$, т. е. оно почти в 2000 раз слабее оптических импульсов от пульсара в Крабовидной туманности. С учетом различия в расстояниях и значениях экстинкции для этих двух пульсаров отношение их истинных светимостей составляет около 10^5 . Если голубая звезда Ласкера действительно представляет собой пульсар, то похоже, что импульсной является только часть ее оптического излучения.

Рентгеновские лучи в диапазоне 1—10 кэВ были обнаружены от точечного источника, лежащего вблизи пульсара в созвездии Парусов, а Харнден и Горенстайн [136] сообщили, что при энергиях порядка 1 кэВ часть рентгеновского потока от

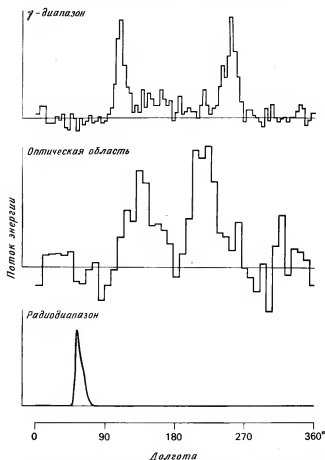


Рис. 5.1. Формы средних профилей пульсара в созвездии Парусов (PSR 0833—45) на радиочастотах (2295 МГц), в оптической области и в гамма-диапазоне (> 50 МэВ). Импульсы расположены по фазе так, как они испускаются пульсаром. Данные взяты из работ [40, 218, 371].

этого источника промодулирована с периодом, совпадающим с периодом пульсаций радиоизлучения пульсара. Однако последующие наблюдения не подтвердили периодическую модуляцию, несмотря на повышение чувствительности [243]. Поиски импульсного рентгеновского излучения при более высоких энергиях также оказались безуспешными [274, 284].

Несмотря на неудачу попыток обнаружить рентгеновские лучи от пульсара в созвездии Парусов, было найдено излучение

в гамма-диапазоне. Используя приборы на борту спутника SAS-2, Томпсон и др. [357] обнаружили широкий двухкомпонентный импульс. Последующие наблюдения [40] на европейском спутнике COS-B показали, что профиль гамма-импульса очень похож на соответствующий профиль для пульсара в Крабовидной туманности — два компонента отстоят один от другого на 38 мс, или на 150° по долготе. Как показано на рис. 5.1, фаза импульсов гамма-излучения такова, что оптические импульсы расположены симметрично между более широко отстоящими друг от друга гамма-импульсами. Радиопульс излучается на 30 мс (120°) раньше средней фазовой точки импульсов в оптическом и гамма-диапазонах. Наблюдаемый импульсный поток составляет около 10^{-5} фотон/(см²·с), что соответствует импульсной светимости $3 \cdot 10^{33}$ эрг/с при характерной энергии фотонов 100 МэВ. Это значение сравнимо с импульсной светимостью пульсара в Крабовидной туманности для того же диапазона энергий и примерно в 10^5 раз больше радиосветимости пульсара в созвездии Парусов. Еще раньше был обнаружен [3] узкий импульс гамма-излучения при энергиях от 10 до 30 МэВ, совпадающий с радиопульсом. Эти результаты наряду с противоречивыми данными о рентгеновском излучении наводят на мысль, что высокочастотное излучение пульсара в созвездии Парусов может быть сложным и изменяющимся во времени.

Для обнаружения гамма-излучения от других радиопульсаров были изучены данные, полученные со спутника SAS-2 [251]. Ни у одного из 134 исследованных объектов, кроме пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов, не отмечено заметного усредненного по времени потока. Из всех этих объектов только для 75 пульсаров имелись достаточно точные данные о периоде, позволяющие произвести привязку данных об импульсном гамма-излучении. Значительное импульсное излучение было обнаружено у двух пульсаров PSR 1747—46 и PSR 1818—04. У PSR 1818—04 фаза импульса гамма-излучения не совпадает с фазой радиопульса, для PSR 1747—46 фаза радиопульса не была известна. Два этих пульсара имеют относительно длинные периоды (0,742 с и 0,598 с соответственно) и вообще кажутся довольно малопримечательными. В обоих случаях предполагаемая светимость в гамма-диапазоне (около 10^{33} и 10^{34} эрг/с соответственно) представляет значительную часть высвобождающейся энергии вращающейся нейтронной звезды.

Все поиски импульсного излучения в оптическом и инфракрасном диапазонах для остальных известных радиопульсаров оказались бесплодными, равно как и поиски в местах вспышек галактических и внегалактических сверхновых. В число изучав-

шихся объектов входят многие известные радиопульсары, особенно пульсары с малыми периодами, а также белые карлики, планетарные туманности, новые и сверхновые звезды *.

ДВОЙНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ИСТОЧНИКИ

Многие рентгеновские источники, открытые с помощью приборов, установленных на ракетах или спутниках, например на орбитальной обсерватории «Ухуру», были оптически отождествлены с тесными двойными системами. Некоторые интересные характеристики семи таких систем приведены в табл. 5.1. Как считается, в каждом из этих случаев система состоит из сколлапсировавшего объекта (вероятно, нейтронной звезды или черной дыры) и звезды, находящейся на главной последовательности или уже сошедшей с нее, которая отличается от нормальной звезды наличием приливного возмущения и асимметричного нагрева, вызываемых соседним рентгеновским источником. Двойная природа этих систем обнаруживается по периодическим изменениям как оптических, так и рентгеновских потоков.

Вариации в оптической области (Δm_v в табл. 5.1) обычно достигают 0,1 звездной величины и, как считается, обусловлены некоторым сочетанием приливного возмущения оптической звезды и нагрева одной из ее сторон рентгеновским излучением. У пяти из семи систем наблюдаются рентгеновские затмения, когда компактная звезда проходит за звездой главной последовательности. Значения орбитальных периодов, обычно составляющие несколько суток, получаются из спектроскопических измерений по периодическим вариациям лучевой скорости видимой звезды. Если кривая скорости отражает движение видимой звезды вокруг центра масс системы, то есть свободна от усложняющих эффектов, таких, как истечение газа, тогда она дает всю информацию, доступную в случае нормальной спектрально-двойной звезды с неразделенными спектральными линиями, включая эксцентриситет, орбитальный период, величину проекции большой полуоси и так называемую функцию масс

$$f_1(M_1, M_2, i) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(a_1 \sin i)^3}{P_b^2}. \quad (5.1)$$

В этом выражении, являющемся прямым следствием законов Ньютона для эллиптических орбит, M_1 — масса звезды,

* Итоги поисков импульсного излучения в оптическом и инфракрасном диапазонах опубликованы, например, в обзорах [160, 184, 268].

Параметры рентгеновских

Рентгеновский источник *	α (1950)	l	Расстояние, кпс	Орбитальный период, сут
Видимая звезда	δ (1950)	b		
SMC X-1 (3U 0115-73) SK 160	01 ^h 15 ^m 44 ^s ,3 -73°42'54"	300° -44°	65 ± 10	3,8927 ± 10
Паруса X-1 (3U 0900-40) HD 77581	09 00 13,2 -40 21 25	263 +4	1,4 ± 0,3	8,95 ± 2
Центавр X-1 (3U 1118-60) Звезда Кшеминского	11 19 03 -60 21 00	292 +0,4	5 — 10	2,087 129 ± 7
Скорпион X-1 (3U 1617-15) V 818 Sco	16 17 04,3 -15 31 13	359 +24	0,3 — 1	0,787 313 ± 1
Геркулес X-1 (3U 1653+35) HZ Her	16 56 01,7 +35 25 05	58 +38	2 — 6	1,700 165 ± 2
3U 1700-37 HD 153919	17 00 32,7 -37 46 27	348 +2	1,5 ± 0,5	3,4120 ± 3
Лебедь X-1 (3U 1956+35) HDE 226868	19 56 28,8 +35 03 55	71 +3	2,5 ± 0,5	5,5999 ± 9

* Обозначение 3U относится к третьему каталогу рентгеновских источников.

Таблица 5.1

двойных систем

Видимая звезда			Рентгеновский источник		
Спектральный тип	$m_v (\Delta m_v)$	Масса, M_{\odot}	Масса, M_{\odot}	Длительность затмения (в долях орбитального периода)	Кратковременная переменность
B0,5 I	13,3 (0,09)	26-30	$\sim 2,2-4,2$	0,14	Периодическая (период 0,7157 с)
B0,5 Ib	6,9 (0,07)	18,5-24	1,35-1,9	0,19	Непериодическая (свыше 1 с); периодическая (период 283 с)
O6,5 II	13,4 (0,08)	16,5-20	0,6-1,8	0,25	Периодическая (период 4,842 с)
Звездные линии поглощения отсутствуют	~ 13 (0,2)	< 2	~ 1	Не наблюдается	Непериодическая (свыше 1 с)
Поздний A или ранний F	~ 14 (~ 1)	~ 2	~ 1	0,16	Периодическая (период 1,23782 с)
O6f	6,6 (0,04)	> 10	$> 0,6$	0,32	Непериодическая (свыше 0,1 с)
O9,7 Iab	8,9 (—)	> 10	9-15	Не наблюдается	Квазипериодическая (свыше 1 мс)

составленному по данным спутника «Ухуру» [104].

радиальная скорость которой измеряется; M_2 — масса вторичного компонента; i — угол наклона плоскости орбиты к картинной плоскости; G — гравитационная постоянная; $a_1 \sin i$ — проекция большой полуоси звезды 1; P_b — орбитальный период системы. Хотя оценка функции масс сама по себе недостаточна для определения двух масс, она накладывает полезные ограничения на взаимосвязь между M_1 , M_2 и i .

Рентгеновский поток четырех источников, приведенных в табл. 5.1, также периодически модулирован, а у трех из них периоды сравнимы с периодами радиопульсаров. Средние профили для трех из этих «рентгеновских пульсаров» (Her X-1, Cep X-3 и SMC X-1) приведены на рис. 5.2. Похоже, что в отличие от радиопульсаров средние профили рентгеновских пульсаров значительно изменяют форму за время порядка нескольких дней или недель [205, 361]. Например, при наблюдениях со спутника «Ухуру» [102] средний профиль Cep X-3 имел скорее один пик, а не два, как показано на рис. 5.2. Несмотря на подобные изменения формы, периоды модуляции интенсивности рентгеновских источников достаточно стабильны для того, чтобы получить кривые скорости таких источников. Это позволяет разделить массы оптической звезды M_1 и рентгеновского источника M_2 . Как показывают данные табл. 5.1, в большинстве случаев видимые звезды довольно массивны ($2-30M_\odot$), в то время как масса рентгеновских источников меньше ($1-3M_\odot$). Кроме короткопериодической модуляции наблюдается модуляция рентгеновского излучения Her X-1 с периодом 35 сут, когда источник «включается» примерно на 10 сут и «выключается» на 25 сут.

Результаты наблюдений наводят на мысль, что рентгеновское излучение от двойных рентгеновских систем вызвано аккрецией вещества главного компонента (оптической звезды) на вторичный компонент (компактную звезду). О наличии компактного источника свидетельствуют наблюдаемые быстрые временные изменения (см. последний столбец табл. 5.1), а в пользу аккреции говорят очень высокая температура ($\sim 10^8$ K), получаемая по измерениям рентгеновских спектров, и высокие рентгеновские светимости ($10^{36}-10^{38}$ эрг/с). Единственным типом компактной звезды, совместимым с наблюдаемым для периодических рентгеновских источников диапазоном масс, является нейтронная звезда (хотя возможно, что рентгеновский источник Cyg X-1 представляет собой черную дыру).

Как и для радиопульсаров, наиболее вероятной причиной периодических модуляций рентгеновского излучения является вращение нейтронной звезды. Регулярные пульсации интенсивности рентгеновского излучения могут возникать, если аккрецируемое вещество направляется в полярные области под дей-

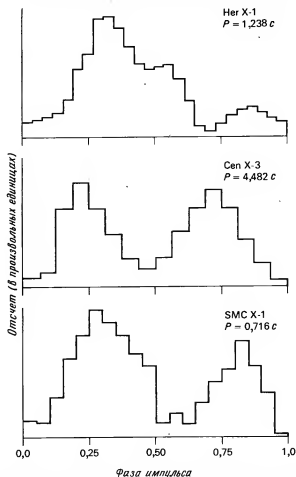


Рис. 5.2. Средние профили импульсов «рентгеновских» пульсаров Her X-1 (2—6 кэВ), Cen X-3 (3—9 кэВ) и SMC X-1 (1,6—10 кэВ). Данные взяты из работ [173, 205, 361].

ствием сильного магнитного поля, ось симметрии которого наклонена к оси вращения. Эта модель означает, что рентгеновские пульсары физически очень сходны с радиопулсарами, за исключением того, что каждый из них, будучи членом двойной системы, подвержен воздействию аккрецируемого вещества главного компонента. Все поиски импульсного радиоизлучения от этих объектов оказались безуспешными. Возможно, что аккрецируемый газ достаточно плотен и поэтому задерживает радиоизлучение пульсара [169].

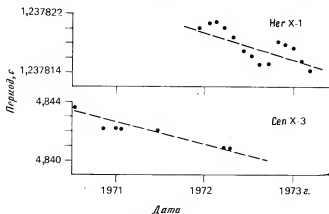


Рис. 5.3. Изменения периодов рентгеновских импульсов Her X-1 и Cen X-3 [103].

Более прямым доводом в пользу аккреции являются спектроскопические данные, указывающие на наличие потоков газа от видимой звезды [147, 333], и увеличение (в среднем) скорости пульсаций в рентгеновских пульсарах Her X-1 и Cen X-3. Эти изменения периодов не носят постоянного характера (рис. 5.3), но их направление противоположно тому, которое ожидается, когда энергия излучения обеспечивается за счет потерь вращательной энергии (как для радиопульсаров). В процессе аккреции нейтронной звезде может передаваться момент количества движения таким образом, что скорость ее вращения будет увеличиваться. Вычисленные скорости уменьшения периодов совпадают со средними наблюдаемыми скоростями.

Рентгеновская светимость приблизительно равна скорости потери потенциальной энергии аккрецируемым веществом:

$$L_x \approx G M \dot{M} / R, \quad (5.2)$$

где M и R — соответственно масса и радиус компактной звезды, а \dot{M} — темп аккреции. Возможны два процесса, приводящие к переносу вещества от звезды — главного компонента: 1) расширение звезды после ухода с главной последовательности, которое приводит ее к заполнению своей полости Роша и переносу веществ через внутреннюю точку Лагранжа L_1 ; 2) сильный звездный ветер, возбуждаемый естественной светимостью оптической звезды или избыточным нагревом ее верхних слоев рентгеновским источником. Обе возможности схематически проиллюстрированы на рис. 5.4.

Уравнение (5.2) означает, что наблюдаемые светимости могут быть получены при темпах аккреции порядка

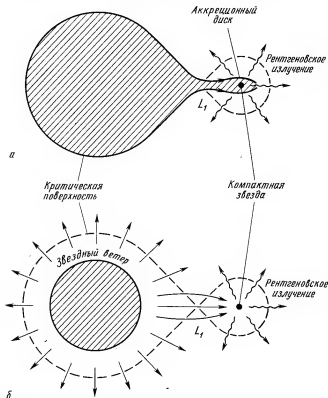


Рис. 5.4. Модели рентгеновских источников в двойных системах, питаемых аккрецией вещества, которая вызывается переполнением полости Роша (а) и звездным ветром (б). L_1 — внутренняя точка Лагранжа.

$10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Фактически верхний предел наблюдаемых светимостей 10^{38} эрг/с близок к точке самоограничения — так называемой эддингтоновской светимости, когда гравитационные силы уравновешены лучистым давлением. Следовательно, светимость должна оставаться близкой к 10^{38} эрг/с даже при более высоких темпах переноса массы вплоть до $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, когда, как ожидается, рентгеновский источник должен ослабевать из-за самопоглощения [365]. Для проэволюционировавших звезд с сильно развитым истечением вещества темпы переноса массы могут превысить $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, если масса звезды больше $2M_{\odot}$. С другой стороны, звездный ветер, достаточный для возбуждения рентгеновских источников, не может возникнуть у звезд с массой $\leq 14M_{\odot}$. Таким образом, предполагаемые темпы аккреции согласуются со значениями, которые

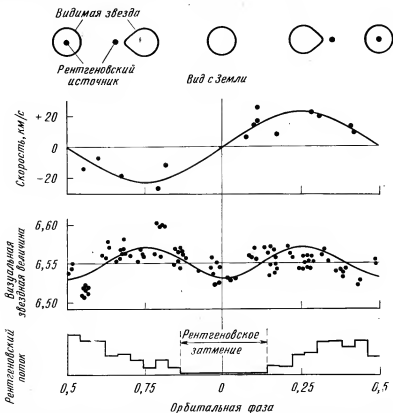


Рис. 5.5. Результаты наблюдений двойной системы, в состав которой входят видимая звезда HD 153919 и рентгеновский источник 3U 1700 — 37. Как функции орбитальной фазы показаны лучевая скорость [388] и визуальная звездная величина [172] видимой звезды, а также рентгеновский поток в диапазоне 6—10 кэВ [171]. Эти данные, регистрировавшиеся в течение продолжительного времени, согласуются с орбитальным периодом 3,412 сут. В верхней части рисунка показана модель движущегося по орбите рентгеновского источника и видимой звезды, испытывающей приливные возмущения.

ожидаются в случае проэволюционировавшей звезды с массой $\leq 2M_{\odot}$ (переполненная полость Роша) или $\geq 15M_{\odot}$ (звездный ветер).

Короткие орбитальные периоды двойных систем указывают на то, что большая полуось орбиты всегда лишь в несколько раз больше размера главной (оптической) звезды. Поэтому не удивительно, что часто наблюдаются периодические затмения рентгеновских источников. На рис. 5.5 показано такое затмение (на графике рентгеновских данных) для источника

3U 1700—37. В этом случае затмение длится от $-0,16$ до $+0,16$ орбитальной фазы, из чего следует, что наклонение i должно быть достаточно близким к 90° , а затмеваемая звезда должна иметь радиус, составляющий по крайней мере 85 % большой полуоси орбиты. Если наклонение орбиты близко к 90° , то вероятно, что ось вращения нейтронной звезды также приблизительно перпендикулярна лучу зрения. Поскольку рентгеновское излучение испускается от областей магнитных полюсов, магнитная ось в таком случае должна быть приблизительно перпендикулярна оси вращения. Это согласуется с тем фактом, что средние профили рентгеновских пульсаров (рис. 5.2) часто имеют два пика, отстоящие друг от друга примерно на полпериода, то есть по одному от каждого полюса дипольного поля.

На рис. 5.5 приведены также данные об изменениях оптической звездной величины и лучевой скорости видимой звезды HD 153 919 (образующей двойную систему с 3U 1700—37), а в верхней части рисунка схематически показаны относительные положения видимой звезды и рентгеновского источника. В общем случае кривые лучевых скоростей рентгеновских источников, входящих в двойную систему, имеют вид, близкий к синусоидальному, что указывает на небольшой эксцентриситет. С другой стороны, вариации блеска, имеющие малую амплитуду, более сложны: часто в течение орбитального периода наблюдаются два максимума и два минимума. Эти вариации можно интерпретировать как следствие изменений относительного положения видимой звезды, возмущаемой приливными силами и несимметричным нагревом. Тщательный анализ «эллипсоидальных» вариаций на световой кривой в сочетании с данными о длительности рентгеновского затмения и вычислением одной из функций масс может дать самосогласованное решение для обеих масс и размера большей звезды [9]. Дополнительные наблюдения, например определение второй функции масс, могут дать независимое подтверждение полученных результатов. Такой анализ показывает, что видимые звезды с высокой светимостью, спутниками которых являются рентгеновские источники (включая все примеры из табл. 5.1), заполняют или почти заполняют свои критические полости Роша. Для ряда источников с меньшей светимостью, например 3U 0532 + 30 (X Per), размер видимой звезды значительно меньше критического. Это означает меньшие скорости аккреции, что хорошо согласуется с наблюдаемой пониженной светимостью в рентгеновском диапазоне.

Кроме трех «быстрых» рентгеновских пульсаров известно еще шесть других источников с периодическими изменениями интенсивности (периоды от 100 до 835 с): A 0535 + 26 ($P = 104$ с), GX 1 + 4 ($P = 122$ с), A 1118 — 61 ($P = 405$ с),

GX 301 — 2 ($P = 696$ с), 3U 0532 + 30 ($P = 835$ с), а также источник в созвездии Парусов (Vela X-1), параметры которого приведены в табл. 5.1*. Не для всех этих источников убедительно показано, что они входят в двойную систему, однако в каждом случае можно предположить существование звезды-спутника. Один из наиболее медленно пульсирующих рентгеновских источников Vela X-1 входит в затменно-двойную систему; его орбитальный период равен 8,95 сут, а период пульсаций 283,795 с [50]. Определение двух функций масс для этого источника показало, что главная оптическая звезда имеет массу $21,2 \pm 2,6 M_{\odot}$, а вторичная рентгеновская $1,61 \pm 0,27 M_{\odot}$ [367]. Последняя масса превосходит верхний предел для массы белого карлика.

Многочисленные исследования были посвящены выяснению характера возможной эволюции рентгеновских источников в двойных системах, но, прежде чем обсуждать их, мы познакомимся с вопросом о радиопульсарах в двойных системах и опишем единственную такую систему, известную в настоящее время.

ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПУЛЬСАРОВ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Поскольку считается, что приблизительно половина звезд в Галактике должны быть членами двойных или более сложных орбитальных систем, заслуживает внимания тот факт, что пульсары обычно являются одиночными объектами. В двойных системах особенно распространены относительно массивные звезды, которые, как представляется, должны быть предшественниками сверхновых, а следовательно, и нейтронных звезд. Вычисления говорят о том, что значительная часть нейтронных звезд, образовавшихся в двойных системах, должна оставаться орбитально связанной с невзорвавшимися компонентами [379], поэтому поражает очень низкое содержание пульсаров в орбитальных системах. С другой стороны, мы не знаем физических ограничений, которые исключали бы возможность существования радиопульсаров в двойных системах.

Потенциально доступная информация от таких систем очень велика. Измерения периода радиопульсаров (гл. 6) на несколько порядков величины точнее по сравнению с тем, что можно получить для рентгеновских пульсаров. По этой причине можно было бы определить орбиту входящего в двойную систему гипотетического пульсара достаточно хорошо для того,

* Названия, начинающиеся с буквы А, относятся к источникам, открытым спутником «Ариэль-5» [368].

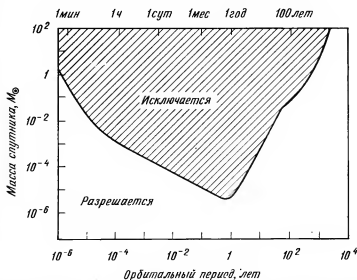


Рис. 5.6. Пульсары, для которых проведены тщательные измерения периодичности импульсов в течение года и более и получены остаточные уклонения менее 1 мс, не могут иметь спутников с массой и периодом, соответствующими затененной области.

чтобы установить массы обоих компонентов независимо от каких-либо астрофизических предположений. Более того, можно было бы даже определить орбиту «с избытком», чтобы обеспечить проверку теории гравитации с помощью точных измерений периода пульсара [159].

Как указывается в гл. 6, стабильность периода повторения импульсов такова, что остаточные уклонения времен прихода не превышают 1 мс за время порядка нескольких лет. Поэтому если пульсар участвует в орбитальном движении вокруг барицентра системы с амплитудой свыше ~ 300 км, то это движение можно обнаружить как периодический член в остаточных уклонениях. Таким образом можно было бы обнаружить столь малые спутники звезды, как Земля, поскольку годовое движение Земли смещает Солнце от центра масс системы Земля—Солнце примерно на 0,0015 световой секунды. Соответствующая амплитуда для системы Юпитер—Солнце составляет 2,6 световой секунды.

Ограничения, налагаемые имеющимися наблюдениями на движение пульсаров в двойных системах, количественно рассмотрены в работе [189]. Принципиальные выводы этой работы суммированы на рис. 5.6, где приводятся комбинации массы

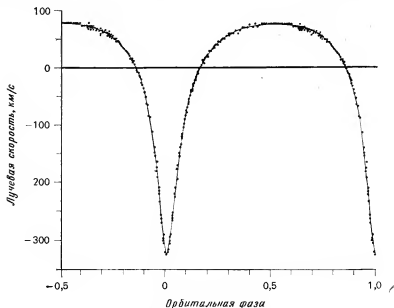


Рис. 5.7. Кривая скорости пульсара PSR 1913+16, входящего в двойную систему [166].

спутника и орбитального периода, которые исключаются измерениями периодичности импульсов, если такие наблюдения проводились в течение года или более и имеют остаточные отклонения меньше 1 мс. Ясно, что наличие спутников, как правило, исключается, кроме таких, которые имеют очень короткие (не более минут) или очень длинные (не менее десятков лет) периоды или же очень малые массы ($\leq 0,1 M_{\odot}$ для самых коротких и самых длинных периодов и $10^{-4} M_{\odot}$ для периодов длительностью от одного дня до пяти лет). За исключением пульсаров PSR 0820 + 02 и PSR 1913 + 16, ни у одного из ~ 200 тщательно наблюдавшихся пульсаров не может быть спутника с массой, близкой к солнечной.

ПУЛЬСАР PSR 1913+16, ВХОДЯЩИЙ В ДВОЙНУЮ СИСТЕМУ

Входящий в двойную систему пульсар PSR 1913 + 16 впервые был обнаружен в июле 1974 г. во время систематического поиска новых пульсаров в галактической плоскости [166, 167]. Этот пульсар немедленно привлек внимание, потому что его

период 0,059 с меньше периода любого другого известного пульсара, за исключением пульсара в Крабовидной туманности. Скоро стало ясным, что наблюдаемые значительные циклические изменения периода можно легко интерпретировать, если предположить, что пульсар движется по орбите вокруг другого массивного объекта. Было показано, что полученный во время наблюдений 12—26 сентября 1974 г. график скорости (рис. 5.7) согласуется с орбитой, имеющей проекцию главной полуоси $a_1 \sin i = 1,0 R_\odot$, эксцентриситет $e = 0,62$, период $P_b = 7,75$ ч и функцию масс $f_1(M_1, M_2, i) = 0,13 M_\odot$. Эти факты, а также отсутствие наблюдаемых затмений показали, что невидимый спутник также является компактным объектом с массой, сравнимой с массой пульсара. В должное время можно будет легко измерить такие эффекты, как поперечный доплеровский эффект, гравитационное красное смещение и релятивистское смещение периастра, что позволит определить массы и изучить ряд интересных гравитационных и релятивистских эффектов.

Пульсар PSR 1913 + 16 имеет галактические координаты $l = 49,9^\circ$, $b = 2,1^\circ$ и меру дисперсии 167 пс/см³; это означает, что расстояние до него составляет около 5 кпс. Было показано [185], что в области неба, где находится радиопульсар, нет видимых объектов ярче 21-й звездной величины. Это соответствует абсолютной звездной величине $M_v \geq 3$ для двойной системы. Синхронное усреднение по периоду пульсара дает более строгий предел ($m_v > 23$) для средней по времени визуальной звездной величины периодических флуктуаций. Рентгеновские наблюдения в диапазоне 2,5—7,5 кэВ с использованием сколимированного пропорционального счетчика на борту спутника ОАО «Коперник» [71] дали верхний предел $3 \cdot 10^{35}$ эрг/с для усредненной по времени рентгеновской светимости. Радионаблюдения, предназначавшиеся для обнаружения спутника, если бы он также был пульсаром, дали верхний предел 60 мкЯн для усредненного по времени импульсного потока на частоте 430 МГц [350]. Таким образом, в настоящее время PSR 1913 + 16 может быть обнаружен только на радиоволнах, а его спутник непосредственно не наблюдается.

К концу 1975 г. данные точных измерений периода PSR 1913 + 16 были собраны уже более чем за год. Эти данные о временах прихода импульсов были проанализированы с использованием усовершенствованной стандартной методики обработки на основе метода наименьших квадратов, что дало элементы орбиты, а также период пульсара, его производную и небесные координаты. Результаты сведены в табл. 5.2. Схема орбиты PSR 1913 + 16, иллюстрирующая определение a_1 и ω , приведена на рис. 5.8.

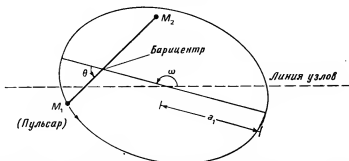


Рис. 5.8. Схема орбиты пульсара PSR 1913+16, входящего в двойную систему (вид сверху). Линия узлов — это линия пересечения плоскости орбиты и картинной плоскости, а угол inclination i — угол между этими плоскостями (ω — долгота периастра, a_1 — большая полуось орбиты).

Эффекты доплеровского смещения второго порядка и гравитационного красного смещения объединены в добавочный член:

$$\gamma = \frac{2\pi a_1^2 e}{c^2 P_b} \left(2 + \frac{M_1}{M_2} \right), \quad (5.3)$$

который в принципе может быть определен из измерений времен прихода импульсов. Однако коэффициент γ зависит от

Таблица 5.2

Параметры PSR 1913+16 [350]

Прямое восхождение	$\alpha(1950,0) = 19^h 13^m 12^s,484 \pm 0^s,008$
Склонение	$\delta(1950,0) = +16^\circ 01' 08'',4 \pm 0'',2$
Период	$P = 0,059\,029\,995\,272 \pm 5 \text{ с}$
Производная периода	$\dot{P} = (8,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-18} \text{ с/с}$
Большая полуось орбиты	$a_1 \sin i \equiv x = (7,0043 \pm 0,0004) \cdot 10^{10} \text{ см}$
Эксцентриситет орбиты	$e = 0,61717 \pm 0,00005$
Период двойной системы	$P_b = 27\,906,980 \pm 0,002 \text{ с}$
Долгота периастра	$\omega_0 = 178,861^\circ \pm 0,007^\circ$
Дата прохождения периастра	$T_0 = \text{JD } 2\,442\,321,433\,210 \pm 0,000\,004$
Движение периастра	$\dot{\omega} = 4,22 \pm 0,04 \text{ град/год}$
Производная x	$\dot{x} = -0,2 \pm 1,2 \text{ см/с}$
Производная e	$\dot{e} = (1 \pm 1) \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$
Производная P_b	$\dot{P}_b = (2 \pm 6) \cdot 10^{-10} \text{ с/с}$

орбитальной фазы почти так же, как и другие члены в разложении по наименьшим квадратам. Ожидается, что через несколько лет долгота периастра изменится настолько, что можно будет разделить эти члены и, следовательно, получить оценку значения γ . Следует отметить, что приведенная в табл. 5.2 величина $a_1 \sin i$ включает в себя этот член, и поэтому она систематически завышена примерно в 1,002 раза.

Для полного понимания динамики орбитальной системы было бы необходимо определить независимо две массы M_1 и M_2 , большую полуось орбиты a_1 и наклонение орбиты i . Два соотношения между четырьмя величинами мы имеем сразу:

$$a_1 \sin i = 7,0043 \cdot 10^{10} \text{ [см]}, \quad (5.4)$$

$$f_1 = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(a_1 \sin i)^3}{P_b^2} = 0,13126 M_\odot. \quad (5.5)$$

Чтобы продвинуться дальше, надо что-то знать о природе невидимого спутника. Если он достаточно компактен, чтобы динамически вести себя как точечная масса, то предсказание общей теории относительности для $\dot{\omega}$ дает третье соотношение между четырьмя неизвестными величинами (см., например, [190]):

$$\dot{\omega} = \left[\frac{6\pi G}{c^2 P_b a_1 \sin i (1 - e^2)} \right] (M_2 \sin i). \quad (5.6)$$

Запись выражения в такой форме подчеркивает, что все члены в квадратных скобках уже известны. Из уравнений (5.5) и (5.6) получаем уравнение для полной массы системы с заменой известных величин их численными значениями:

$$\mathcal{M} = \frac{M_1 + M_2}{M_\odot} = \left(\frac{\dot{\omega}}{2,11 \text{ град/год}} \right)^{3/2}. \quad (5.7)$$

С учетом наблюдаемого значения $\dot{\omega} = 4,22$ град/год находим $\mathcal{M} = 2,83$. Сочетание этого значения полной массы со значением функции масс (уравнение 5.5) показывает, что наклонение орбиты должно удовлетворять условию $21^\circ < i \leq 90^\circ$. Тогда распределение полной массы между M_1 и M_2 является простой функцией i , как показано на рис. 5.9.

Получение четвертого соотношения, позволяющего однозначно определить все четыре величины, было бы обеспечено измерением члена γ , учитывающего доплеровский сдвиг второго порядка и гравитационное красное смещение. Используя известные значения $a_1 \sin i$, e , P_b и $\dot{\omega}$, а также уравнения (5.5)

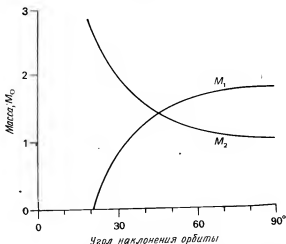


Рис. 5.9. Возможные массы пульсара PSR 1913+16, входящего в двойную систему и другого компонента системы как функции угла наклона орбиты i . Кривые справедливы, если вклад в величину $\dot{\omega}$ обусловлен только общей теорией относительности [350].

и (5.7), перепишем уравнение (5.3) как функцию одной массы M_2 [31]

$$\gamma = 2,07 \cdot 10^{-3} \left(\frac{M_2}{M_\odot} \right) \left(1 + \frac{M_2}{2,83 M_\odot} \right) \text{ [с]}. \quad (5.8)$$

Уже наложенные на M_2 ограничения (рис. 5.9) требуют, чтобы величина γ лежала в пределах $0,003 \text{ с} < \gamma < 0,012 \text{ с}$.

Является ли невидимый спутник PSR 1913+16 достаточно компактным, чтобы приливные или вращательные возмущения его формы не вносили значительного вклада в $\dot{\omega}$? На этот вопрос пока нет определенного ответа. Однако существует лишь небольшой класс звездных объектов, которые еще не исключены наблюдаемым отсутствием затмений и скоростью движения периастра, но все же слишком велики, чтобы вести себя как точечные массы [301]. Было показано [330], что только гелиевые звезды главной последовательности и быстро вращающиеся белые карлики являются кандидатами в эту «промежуточную» категорию. Кроме того, в работе [374] доказывалось с эволюционной точки зрения, что скорее всего спутником является нейтронная звезда. В своей недавней работе, посвященной анализу данных о моментах прихода импульсов с повышенной точностью Тейлор и др. [410] смогли показать, что

эти наблюдения согласуются с общей теорией относительности в случае системы, состоящей из практически точечных масс. На основе этих предположений авторы получили значение орбитального наклона $\sin i = 0,81 \pm 0,16$ и независимые значения масс $M_1 = 1,39 \pm 0,15 M_\odot$ и $M_2 = 1,44 \pm 0,15 M_\odot$. Эти значения полностью соответствуют системе, состоящей из двух нейтронных звезд.

Большинство теорий гравитации предсказывает вековое уменьшение периода двойных систем благодаря потере энергии в виде гравитационных волн. Например, общая теория относительности предсказывает следующее значение [370]:

$$\dot{P}_b = -0,85 \cdot 10^{-12} \left(\frac{\mathcal{M}^{4/3}}{\sin i} \right) \left(1 - \frac{0,51}{\mathcal{M}^{1/3} \sin i} \right) \approx -3 \cdot 10^{-12}. \quad (5.9)$$

Для сравнения можно указать [82], что теория Бранса—Дикке разрешает как дипольное, так и квадрупольное гравитационное излучение и предсказывает на три порядка величины большее значение \dot{P}_b . Тейлор и др. [410] обнаружили вековое уменьшение орбитального периода пульсара PSR 1913 + 16, которое находится в близком согласии с предсказаниями общей теории относительности для системы, состоящей из двух точечных масс. Этот результат, по-видимому, может служить первым наблюдательным доказательством существования гравитационных волн и убедительным подтверждением общей теории относительности как теории гравитации.

В соответствии с некоторыми метрическими теориями гравитации центр масс двойной системы должен испытывать ускорение по направлению к периастроу благодаря несохранению импульса в постньютоновском приближении [380]. Можно использовать наблюдения вековых изменений периода (либо самого пульсара, либо его орбитального движения), чтобы установить предел для такого ускорения и соответственно для параметризованного постньютоновского (ППН) параметра ξ_2 . Вклад в \dot{P} , обусловленный этим ускорением, должен быть следующим:

$$\dot{P} \approx -4 \cdot 10^{-16} \xi_2 \frac{X(1-X)}{(1+X)^2} \mathcal{M}^{2/3} T, \quad (5.10)$$

где $X = M_1/M_2$ — отношение масс, а T — время измерений (в годах). Используя значения $\dot{P} = 8,8 \cdot 10^{-18}$, $\mathcal{M} = 2,83$ и $T = 1$, получим

$$|\xi_2| < 0,01 \frac{(1+X)^2}{X(1-X)}. \quad (5.11)$$

Из рис. 5.9 следует, что если $|i - 46^\circ|$ не меньше нескольких градусов, то $|1 - X| > 0,1$ и пределы изменений ξ_2 ограничены по крайней мере значением $|\xi_2| < 0,4$. В настоящее время наилучший предел, полученный независимо на основе данных о гравитационном красном смещении у белых карликов составляет $|\xi_2| < 100$.

Другие возможности использования PSR 1913 + 16 для проверки теорий гравитации обсуждались в работах [89, 135, 330], а также рядом других авторов. Наиболее обещающие из них связаны с измерениями членов третьего порядка типа $P_b(v/c)^3$ при изменениях времен прихода импульсов в зависимости от положения пульсара на орбите, а также с изучением прецессии оси пульсара. Такие измерения могут оказаться возможными на основе усовершенствованных наблюдений.

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Проблема эволюции тесных двойных систем гораздо сложнее соответствующей проблемы для одиночных звезд, поскольку имеется достаточно доказательств того, что во многих парах звезд происходит обмен значительными массами вещества. Обзоры по этим вопросам были опубликованы рядом авторов, например [264, 273], и мы не будем здесь детально касаться этой проблемы. Вместо этого мы в качестве пояснения дадим описание возможной картины эволюции компактных объектов в двойных системах.

Показанная на рис. 5.10 схема эволюции основана на модели, предложенной ван ден Хьювелом [366]. Эволюция начинается с двух звезд верхней части главной последовательности, имеющих массы $20M_\odot$ и $8M_\odot$ и период обращения 4,5 сут (этап 1). Примерно через 6 млн. лет звезда с массой $20M_\odot$ уходит с главной последовательности, расширяется и заполняет свою критическую полость Роша; при этом начинается перенос массы на другой компонент системы (этап 2). За время всего лишь около 30 000 лет на вторую звезду переносится почти $15M_\odot$ вещества, в результате чего остается звезда типа Вольфа—Райе, или гелиевая звезда, с массой около $5M_\odot$ и звезда главной последовательности с массой около $23M_\odot$ (этап 3). Вследствие сохранения момента количества движения период двойной системы на этом этапе удлинится примерно до 11 сут. Еще через полмиллиона лет гелиевая звезда взрывается как сверхновая. При этом выбрасывается масса газа около $3M_\odot$ и остается компактный объект с массой $2M_\odot$ — по-видимому, нейтронная звезда (этап 4). Орбитальный период к этому времени возрастает до 13 сут. Звезда с массой $23M_\odot$ продолжает эволюционировать и примерно еще через

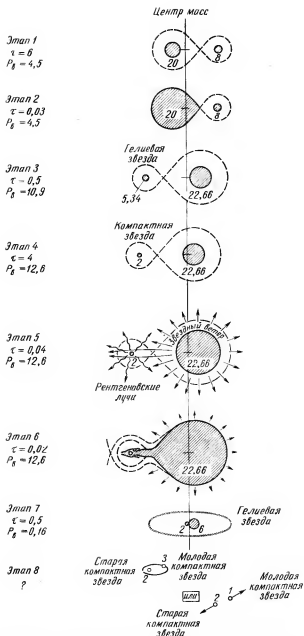


Рис. 5.10. Эволюция гипотетической тесной двойной системы с начальными массами 8 и $20 M_{\odot}$. Для каждого этапа указаны его примерная продолжительность τ (млн. лет) и период системы P_b (сут). Цифры внутри изображения звезды обозначают ее массу в единицах M_{\odot} [366].

4 млн. лет становится голубым сверхгигантом с сильным звездным ветром (этап 5). Аккреция превращает компактную звезду в мощный рентгеновский источник. Этот этап длится всего около 40 000 лет, ибо сверхгигант расширяется и заполняет свою полость Роша — начинается вторая фаза обмена веществом, при которой рентгеновский источник затухает из-за чрезмерной скорости аккреции (этап 6). Поскольку компактная звезда может принять лишь небольшую часть истекающего газа, система теряет массу около $17M_{\odot}$. После завершения этого этапа потери массы примерно через 200 000 лет остаются компактная звезда с массой $2M_{\odot}$ и заново сформировавшаяся гелиевая звезда с массой около $6M_{\odot}$, образующие тесную систему с периодом $\sim 0,2$ сут (этап 7). Наконец, когда гелиевая звезда станет сверхновой и оставит после себя вторую компактную звезду, система будет состоять из двух близких компактных звезд или же, если связь между ними нарушается, из двух «убегающих» компактных звезд (этап 8).

Начиная с этапа 4 система содержит объект, который потенциально можно наблюдать как радиопульсар, но его радиоизлучение не выходит за пределы системы до тех пор, пока область его орбиты не освободится от плазмы, задерживающей распространение радиоволн. Поэтому не следует ожидать наблюдений пульсаров, входящих в двойные системы с массивными компонентами, находящимися на главной последовательности. Однако к стадии эволюции, соответствующей этапу 8, система очищается от всего вещества, за исключением содержащегося в двух компактных звездах, и либо один, либо оба этих объекта могут оказаться наблюдаемыми радиопульсарами независимо от того, остались ли они связанными или нет.

Продолжительность различных этапов этой эволюционной последовательности достаточно хорошо определена на основе количественных расчетов, что дает нам возможность проверить реальность этой схемы некоторыми наблюдательными данными. Ван ден Хьювел [366] сделал это, принимая, что в нашей Галактике существует около 4000 непроэволюционировавших компактных двойных систем с массой одного из компонентов более $15M_{\odot}$. Если считать, что такие пары эволюционируют согласно изложенной выше модели, то следует ожидать, что число объектов на каждом этапе эволюции должно быть прямо пропорционально длительности этого этапа. Эта аргументация в численном виде представлена в табл. 5.3; можно видеть, что наблюдаемое число двойных систем со звездами Вольфа—Райе и двойных рентгеновских систем с массивными компонентами находится в удовлетворительном согласии с теорией. Если допустить, что можно наблюдать только около $1/5$ всех существующих пульсаров (из-за эффекта диаграммы направленности),

то по наблюдаемому числу пульсаров в двойных системах мы приходим к следующему эмпирическому выводу: тесные двойные системы с полной массой $\sim 8M_{\odot}$ (этап 7) только примерно в 10 % случаев выдерживают взрыв более массивного компонента в виде сверхновой. Следовательно, должно существовать значительное количество пульсаров с относительно высокими скоростями «убегания». Это предсказание также находится в согласии с наблюдениями, как отмечается в гл. 8.

Таблица 5.3

Число объектов в Галактике, находящихся на разных этапах эволюции к двойным системам с компактными компонентами [367].

Характеристика этапов приведена на рис. 5.10

	Время жизни, 10^4 лет	Ожидаемое число в Галактике	В пределах расстояния 3 кпс	
			ожидается	наблюдается
Этап 1: Непроеволюционировавшая тесная двойная система ($M_1 > 15M_{\odot}$)	6,2	4000 ^а	200 ^а	200 ^а
Этап 3: Двойная система со звездой типа Вольфа—Райе	0,56	330	18	17 ^б
Этап 4: Звезда главной последовательности плюс сколлапсировавшая звезда (невидимая в рентгеновских лучах)	3,6	2400	120	?
Этап 5: Массивная рентгеновская двойная система	0,02—0,05	13—32	0,6—1,6	3
Этап 8: Пульсар в двойной системе	2 (?)	1200 $fb^в$	60 $fb^в$	1,3 ^г

^а Предполагаемые (исходные) значения.

^б Всего наблюдается 34 звезды типа Вольфа—Райе, из которых половина входит в двойные системы.

^в Коэффициент f — вероятность того, что двойная система не распадется после второй вспышки сверхновой; коэффициент b — доля пульсаров, которая может наблюдаться после введения поправки на эффекты направленности.

^г Наблюдаются два пульсара в двойных системах, один из которых удален на 5 кпс.

НАБЛЮДЕНИЯ МОМЕНТОВ ПРИХОДА ИМПУЛЬСОВ

Несомненно, наиболее замечательной характеристикой пульсаров является стабильность их основных периодов пульсации. Самые ранние наблюдения [152] показали постоянство периода пульсара PSR 1919 + 21 с точностью лучше 10^{-7} , вполне достаточной, чтобы строго ограничить круг возможных моделей пульсара. Последующие измерения показали, что периоды не вполне постоянны, но в некоторых случаях они стабильны и их можно предсказать с точностью лучше 10^{-12} в течение нескольких лет, т. е. почти с точностью атомного стандарта частоты. Как отмечалось в гл. 1, вращающаяся нейтронная звезда, вероятно, представляет собой единственную астрофизическую систему, способную генерировать последовательность периодических импульсов подобной стабильности с периодами в наблюдаемом диапазоне.

В этой главе описываются методы, используемые для точного измерения периодов пульсаров, а также результаты наблюдений, проводимых с этой целью. Поскольку моменты прихода импульсов на Землю зависят от движения Земли в пространстве и небесных координат пульсара, для определения точных координат пульсаров можно использовать точную эфемериду, дающую положение Земли (относительно барицентра Солнечной системы). Мы обсудим также два класса наблюдаемых вариаций периода — стационарные вековые изменения и не поддающиеся прогнозу нерегулярные изменения — и дадим анализ данных о моментах прихода импульсов от пульсаров, входящих в двойные системы.

МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Первоначальное определение периода обычно выполняется при открытии пульсара либо подсчетом числа импульсов за данный интервал времени, либо обработкой данных о периодических флуктуациях. Затем период может уточняться измерением моментов прихода импульсов, отстоящих друг от друга на все большие и большие промежутки времени. На каждой стадии этого процесса необходимо, чтобы периоды и моменты

прихода были определены достаточно точно, чтобы не было неопределенности в числе импульсов между сеансами наблюдений.

Обычно моменты прихода импульсов определяются вписыванием стандартной формы импульса в средний профиль. Для высокой точности важно, чтобы форма профиля была стабильной; как указывалось в гл. 2, суммирования нескольких тысяч импульсов, как правило, достаточно, чтобы обеспечить такую стабильность. Поскольку пульсары отличаются высокой степенью линейной поляризации, а фарадеевское вращение в земной ионосфере значительно изменяется в зависимости от времени суток, важно, чтобы регистрировалась либо полная интенсивность, либо интенсивность компонента круговой поляризации. Находя взаимную корреляцию между стандартным профилем и наблюдаемым средним профилем, обычно можно определить фазу импульса с точностью до 10^{-4} периода, по крайней мере для наиболее мощных пульсаров.

Для вычисления момента прихода импульса по фазе необходимо знать эпоху, соответствующую какой-нибудь точке, обычно началу накопления импульсов. Для детального изучения периодов пульсаров и их вариаций лишь атомные стандарты частоты, используемые либо непосредственно, либо через линию радиосвязи (например, «Лоран-си»), могут дать эпоху с требуемой точностью несколько микросекунд за многие месяцы. Неопределенность моментов прихода радиопулесов на телескоп обычно составляет около 100 мкс. Моменты прихода для пульсара в Крабовидной туманности можно определить как для радио-, так и для оптических импульсов. В обоих случаях неточности сравнимы по величине и составляют около 10 мкс при времени наблюдений около часа [127, 305].

Поправку, учитывающую движение Земли по орбите, можно внести, приводя момент прихода к барицентру Солнечной системы. Для вычисления разницы времени распространения импульса до телескопа и до барицентра используется эфемерида движения Земли, полученная из радиолокационных наблюдений планет [8]. Чтобы получить моменты прихода в инерциальной системе отсчета, необходима компенсация еще двух других эффектов. Во-первых, нужно устранить задержку, обусловленную межзвездной дисперсией (см. гл. 7); при ее вычислении необходимо использовать частоту, на которой сигнал распространяется через межзвездную среду (смещенную относительно наблюдаемой частоты из-за доплеровского эффекта, обусловленного движением Земли). Во-вторых, необходимо внести поправку за годовые вариации, являющиеся результатом изменения скорости движения Земли по эллиптической орбите.

Моменты прихода импульсов к барицентру Солнечной системы (или, более точно, моменты прихода в инерциальной системе отсчета) выражаются как

$$t_b = t_s + (\mathbf{r}_s \cdot \mathbf{n})/c - D/v^2 + \Delta t_r, \quad (6.1)$$

где t_s — наблюдаемые моменты прихода в точке наблюдения; \mathbf{r}_s — вектор, направленный от барицентра Солнечной системы к данной точке; \mathbf{n} — единичный вектор в направлении на пульсар; D — постоянная дисперсии [см. гл. 7, уравнение (7.4)]; v — частота наблюдения, приведенная к барицентрической системе отсчета, и Δt_r — релятивистская поправка часов. Последний член можно выразить через среднюю аномалию l и эксцентриситет e земной орбиты [31, 53]:

$$\Delta t_r = 0,001\,661 \left[\left(1 - \frac{1}{8} e^2\right) \sin l + \frac{1}{2} e \sin 2l + \frac{3}{8} e^2 \sin 3l \right] [\text{с}]. \quad (6.2)$$

В расчетные моменты прихода импульсов могут быть внесены систематические ошибки, обусловленные поправочными членами уравнения 6.1. Член, представляющий время распространения импульса до барицентра, имеет годовые синусоидальные вариации с амплитудой около 500 с; следовательно, ошибка лишь на 0,1" либо в координатах пульсара, либо в ориентации эфемеридной системы координат может внести в расчетные моменты прихода импульсов синусоидальное смещение с амплитудой 250 мкс. Как описывается ниже, координаты пульсара обычно определяются в процессе аппроксимации. Координаты пульсаров, определяемые таким способом, часто имеют точность, ограниченную лишь неопределенностью в ориентации системы координат, составляющей около 0,1". Кроме того, в расчетные моменты прихода импульсов будут внесены ошибки, если по каким-либо другим причинам эфемерида не предсказывает правильно положение Земли относительно барицентра Солнечной системы. Сравнение различных эфемерид, полученных из радиолокационных наблюдений планет, показывает, что такие ошибки составляют менее ~ 10 мкс за периоды времени до 5 лет*.

Как описывается в гл. 7, вариации меры дисперсии для пульсара в Крабовидной туманности составляют несколько десятых тысячных; для нескольких других пульсаров верхний предел возможных вариаций меры дисперсии составляет примерно 10^{-3} . Для пульсара с мерой дисперсии 100 пс/см^3 полная дисперсион-

* Намного бóльшая систематическая ошибка возникает из-за плохо известной массы Плутона, но на интервале времени в несколько лет этот член почти не изменяется.

ная задержка на частоте 1 ГГц составляет около 400 мс. Следовательно, если предполагать меру дисперсии постоянной, то на частотах, меньших или близких 1 ГГц, в расчетные барицентрические моменты прихода может быть внесена значительная ошибка. Изменения в мере дисперсии можно контролировать и затем компенсировать, если определять моменты прихода одновременно на двух или нескольких далеко разнесенных частотах.

Точность члена Δt_r , представляющего релятивистскую поправку часов, можно было бы подтвердить, если бы для ряда пульсаров имелись независимые измерения координат с точностью порядка $0,1''$. Однако, как упоминалось в гл. 5, пульсар, входящий в двойную систему, обеспечивает потенциальную возможность более точной проверки этой поправки.

После того как, используя уравнение (6.1), мы получили ряд последовательных моментов прихода импульсов, отнесенных к барицентру, обработка данных методом наименьших квадратов позволяет определить уточненные значения периода импульсов P (или частоты пульсации $\Omega = 2\pi/P$), его производной и, возможно, других параметров. Частоту пульсаций можно разложить в ряд Тейлора

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0) + \frac{1}{2} \ddot{\Omega}(t - t_0)^2 + \dots, \quad (6.3)$$

где Ω_0 — частота в момент времени t_0 . Фаза импульса в момент времени t тогда дается выражением

$$\phi(t) = \phi_0 + \Omega_0(t - t_0) + \frac{1}{2} \dot{\Omega}(t - t_0)^2 + \frac{1}{6} \ddot{\Omega}(t - t_0)^3 + \dots, \quad (6.4)$$

где ϕ_0 — фаза в момент t_0 . Нижний индекс в обозначении барицентрических моментов прихода t_b опущен для ясности.

Первым шагом в обработке совокупности барицентрических моментов прихода методом наименьших квадратов является вычисление предсказанной фазы в каждый момент времени t с использованием уравнения 6.4, где Ω_0 и $\dot{\Omega}$ — начальные оценки частоты пульсаций и ее производной. (На этом этапе обычно принимают $\ddot{\Omega} = 0$; во многих случаях, при коротком интервале данных можно пренебречь и $\dot{\Omega}$.) Обычно первый момент прихода принимают за t_0 , так что фаза ϕ_0 также равна 0. Если Ω_0 и $\dot{\Omega}$ известны с достаточной точностью, фаза любого наблюдаемого момента прихода $\phi(t)$ будет близка к $2\pi n$, где n — целое число. Разность между ϕ и ближайшим целым числом периодов

$(\phi - 2\pi n)/\Omega$, называемая *остаточным уклонением \mathcal{R}* , выражается в секундах. Ошибка в принятой частоте пульсации будет приводить к остаточным уклонениям, линейно возрастающим со временем, в то время как ошибка в производной частоты будет приводить к параболической кривой остаточного уклонения. Этот эффект показан на рис. 6.1.

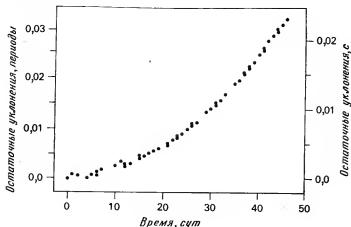


Рис. 6.1. Остаточные уклонения моментов прихода импульсов для пульсара PSR 0329 + 54, вычисленные в предположении, что производная периода $\dot{P}=0$. Остаточные уклонения положительны, когда приход импульса наблюдается позже расчетного момента. Данные получены в радиоастрономической обсерватории Файв-Колледж (Амхерст, Массачусетс, США).

Если наблюдения охватывают интервал не меньше года, то по данным о моментах прихода импульсов можно вычислить исключительно точные координаты пульсаров. Из уравнения (6.1) ошибка в принятом значении положения источника приводит к синусоидальному члену с периодом один год в выражении для остаточных уклонений. (Ошибки, большие нескольких минут дуги, могут приводить к неправильному определению числа импульсов, так что требуется достаточно точная исходная оценка положения пульсара.) Если пренебречь членами второго и более высоких порядков, то члены, представляющие смещение по прямому восхождению и склонению, можно выделить и явным образом включить в аппроксимацию остаточных уклонений по методу наименьших квадратов. При наличии данных за несколько лет можно измерить собственное движение пульсара, включая в выражение, определяющее изменение его координат, параметр, зависящий от времени.

Следовательно, наблюдаемые остаточные отклонения можно аппроксимировать функцией вида

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}_0 - \Omega_0^{-1} (t - t_0) \left[\Delta\Omega_0 + \frac{1}{2} \Delta\dot{\Omega} (t - t_0) + \frac{1}{6} \Delta\ddot{\Omega} (t - t_0)^2 \right] + \\ + A [\Delta\alpha + \mu_\alpha (t - t_0)] + B [\Delta\delta + \mu_\delta (t - t_0)], \quad (6.5)$$

где $\Delta\Omega_0$ и $\Delta\dot{\Omega}$ — поправки к принятым значениям Ω_0 и $\dot{\Omega}$, $\ddot{\Omega}$ — вторая производная по времени от частоты пульсации, $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ — поправки к принятым значениям соответственно прямого восхождения и склонения, μ_α и μ_δ — собственное движение по прямому восхождению и склонению. Коэффициенты при членах, определяющих поправку за координаты, выражаются следующим образом:

$$A = (r_E/c) \cos \delta_E \cos \delta \sin (\alpha - \alpha_E), \\ B = (r_E/c) [\cos \delta_E \sin \delta \cos (\alpha - \alpha_E) - \sin \delta_E \cos \delta], \quad (6.6)$$

где (α, δ) и (α_E, δ_E) — соответственно координаты пульсара и Земли по отношению к барицентру Солнечной системы, приведенные к 1950 г., а r_E — расстояние от Земли до барицентра. При необходимости в разложение частоты пульсаций в ряд Тейлора можно также включить члены более высокого порядка.

Период пульсара и его производные можно выразить через частоту пульсаций и ее производные:

$$P = 2\pi/\Omega, \\ \dot{P} = -2\pi\dot{\Omega}/\Omega^2, \\ \ddot{P} = 4\pi\dot{\Omega}^2/\Omega^3 - 2\pi\ddot{\Omega}/\Omega^2. \quad (6.7)$$

Из измерений моментов прихода импульсов были определены точные периоды, первые производные периода и координаты примерно для 50 пульсаров. Поскольку члены, представляющие поправки за координаты [уравнение (6.6)], имеют период 1 год, а производные высшего порядка малы, можно получить довольно точные первые производные даже в том случае, когда координаты известны не очень хорошо, используя два измерения периода, сделанные с интервалом в один год. Используя этот метод, Лайн, Ритчингс и Смит [209] получили значения первых производных еще для 36 пульсаров. Периоды, координаты и известные первые производные периода пульсаров приведены в приложении. Как описывается в следующей главе, вторая производная периода получена лишь для пульсара в Крабовидной туманности.

Собственное движение пульсаров было впервые обнаружено Манчестером, Тейлором и Ваном [224] из временных наблюдений

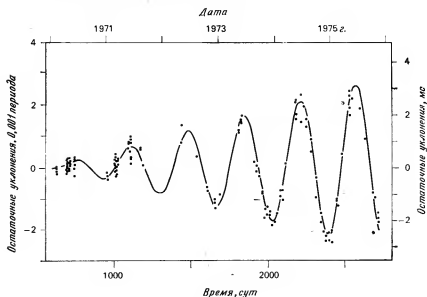


Рис. 6.2. Остаточные уклонения моментов прихода импульсов для пульсара PSR 1133+16. Заметно линейное увеличение амплитуды синусоиды, обусловленное собственным движением пульсара. (Время отсчитывается от эпохи JD 2 440 000.)

импульсов. График наблюдаемых остаточных уклонений для пульсара PSR 1133+16 (рис. 6.2) показывает годовую синусоиду с линейно увеличивающейся амплитудой, отражающую результат собственного движения пульсара. Собственное движение, полученное по этим данным, составляет $0,32 \pm 0,10''$ за год, что соответствует скорости перемещения 275 км/с при расстоянии 180 пс. Собственные движения этого и других пульсаров были измерены независимо Андерсоном, Лайном и Пекхамом [4] и Баккером и Шрамеком [22] с использованием интерферометрического метода. Результаты этих измерений и их значение будут обсуждаться в гл. 8. Для пульсара, входящего в двойную систему, моменты прихода импульсов к тому же отражают орбитальное движение пульсара относительно барицентра двойной системы. Эти эффекты в значительной мере усложняют анализ моментов прихода. Например, для обыкновенного пульсара обычно достаточно восьми параметров, чтобы описать систематические вариации кривой остаточных уклонений, в то время как для пульсара в двойной системе требуется 18 параметров. Детальный анализ вариаций моментов прихода импульсов, ожидаемых для пульсаров в двойных системах, приводится в ра-

боте [31]. Ниже излагается сущность этого анализа в том виде, как он был описан Тейлором и др. [350]. Результаты, полученные для пульсара в двойной системе PSR 1913+16, и соответствующие выводы приведены в гл. 5.

Поскольку размер большой полуоси орбиты пульсара PSR 1913+16 составляет около 2,5 световых секунд, орбитальное движение вносит изменение в моменты прихода импульсов с амплитудой, во много раз превышающей период пульсара (0,059 с). Следовательно, при вычислении остаточных уклонений обработкой по методу наименьших квадратов должно быть принято во внимание орбитальное движение. Соотношение, используемое для предсказания фазы импульса, имеет вид

$$\begin{aligned} \phi(t) = \phi_0 + \Omega_0(t - T_0) + \frac{1}{2} \dot{\Omega}(t - T_0)^2 + \\ + \Omega_0 Q (2\pi RSP_b^{-1} - 1) - \dot{\Omega} Q (t - T_0), \end{aligned} \quad (6.8)$$

где

$$\begin{aligned} Q &= fg + h \sin E, \\ R &= -g \sin E + h \cos E, \\ S &= (1 - e \cos E)^{-1}, \\ f &= \cos E - e, \\ g &= x \sin \omega, \\ h &= (1 - e^2)^{1/2} x \cos \omega. \end{aligned} \quad (6.9)$$

В этих уравнениях P_b , e и $\omega = \omega_0 + \dot{\omega}(t - T_0)$ — первоначальные оценки соответственно двойного орбитального периода, эксцентриситета орбиты и долготы периастра (см. гл. 5, рис. 5.8), $x = a_1 \sin i$ — проекция большой полуоси, а эксцентрическая аномалия E определяется как

$$2\pi(t - T_0)/P_b = E - e \sin E, \quad (6.10)$$

где T_0 — исходное время прохождения периастра. Частота пульсара Ω_0 и исходная долгота периастра ω_0 также определяются на эту эпоху.

Как и при обычном анализе, фаза импульса $\phi(t)$ должна быть целой величиной, кратной 2π для всех моментов прихода t , если принятые параметры являются точными и отсутствуют ошибки измерения. На практике, поправки к параметрам получают из обработки наблюдаемых уклонений по методу наименьших квадратов. Кроме того, при этих вычислениях можно получить возможные вековые изменения в параметрах x , P_b и e .

Функция, которой аппроксимируют остаточные уклонения, выраженные в секундах, имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{R} = & \mathcal{R}_0 - \Omega_0^{-1} [(t - T_0) - Q] \left[\Delta\Omega_0 + \frac{1}{2} \Delta\dot{\Omega} (t - T_0) + \right. \\ & + \frac{1}{6} \ddot{\Omega} (t - T_0)^2 \left. \right] + A [\Delta x + \mu_x (t - T_0)] + B [\Delta\delta + \mu_\delta (t - T_0)] + \\ & + c^{-1} [f \sin \omega + (1 - e^2)^{1/2} \cos \omega \sin E] [\Delta x + \dot{x} (t - T_0)] + \\ & + xc^{-1} [f \cos \omega - (1 - e^2)^{1/2} \sin \omega \sin E] [\Delta\omega + \dot{\omega} (t - T_0)] - \\ & - 2\pi SR P_b^{-1} \left\{ \Delta T_0 + (t - T_0) P_b^{-1} \left[\Delta P_b + \frac{1}{2} \dot{P}_b (t - T_0) \right] \right\} - \\ & - S [g (1 + \sin^2 E - e \cos E) - hf (1 - e^2)^{-1} \sin E] \times \\ & \times [\Delta e + \dot{e} (t - T_0)] + \gamma \sin E. \end{aligned} \quad (6.11)$$

В параметре γ объединяются вариации, обусловленные поперечным доплеровским эффектом и гравитационным красным смещением при движении пульсара по эллиптической орбите; этот параметр определяется как

$$\gamma = \frac{2\pi a_1^2 e}{c^2 P_b} \left(2 + \frac{M_1}{M_2} \right). \quad (6.12)$$

Коэффициенты A и B в координатных поправках определяются выражениями (6.6). В табл. 5.2 приведены параметры, полученные из обработки данных о моментах прихода импульсов для пульсара PSR 1913+16 за 390 сут. Как и ожидалось, наблюдения не показали заметного собственного движения, поскольку расстояние, определяемое по мере дисперсии, составляет около 5 кпс. Как упоминалось в гл. 5, зависимость коэффициента γ от времени в уравнении 6.11 подобна временной зависимости поправок Δx и $\Delta\omega$. Через несколько лет ω значительно возрастет, что позволит выделить эти члены и получить значение γ .

ВЕКОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА

Было обнаружено, что производная частоты $\dot{\Omega}$ всех пульсаров, для которых известно достаточное количество данных, имеет отрицательное значение, т. е. период увеличивается со временем. Это монотонное увеличение периода впервые было обнаружено для пульсара в Крабовидной туманности [293], для которого \dot{P} приблизительно составляет $4,2 \cdot 10^{-13}$ с/с, или 36 нс/сут. Этот пульсар, который имеет самый короткий известный период (33 мс), отличается к тому же самым высоким значением про-

изводной. Однако в общем случае корреляция между периодом и его производной невелика (рис. 6.3). Самое малое значение производной из измеренных до сих пор, $\dot{P} \approx 1,9 \cdot 10^{-18}$ с/с, отмечено у пульсара PSR 1952+29. Таким образом, значения производных периода перекрывают интервал в пять порядков величины, гораздо больший, чем интервал в два порядка величины, в котором лежат наблюдаемые периоды. Вторая по малости

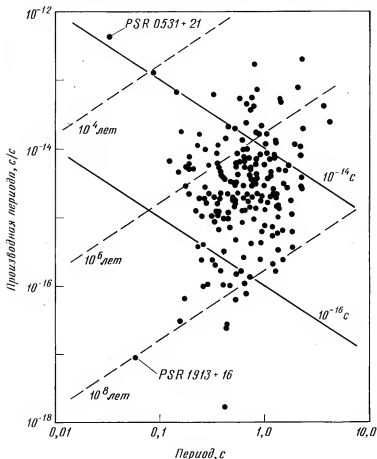


Рис. 6.3. Связь производных периода \dot{P} и периодов повторения импульсов P для 199 пульсаров. Сплошные линии соответствуют постоянным значениям параметра $P\dot{P}$; пульсары будут эволюционировать вправо параллельно этим линиям, если показатель торможения $n=3$. Штриховые линии соответствуют значениям характеристического возраста $\tau = 1/2 P/\dot{P}$.

величина производной отмечена у пульсара в двойной системе PSR 1913+16, который имеет второй самый короткий период. Это значение производной на четыре порядка меньше, чем производные периода пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов.

Как будет более подробно описано в гл. 9, наблюдаемое систематическое увеличение периода относят за счет потери энергии вращения и момента количества движения как через выбрасываемые частицы, так и через электромагнитное излучение на частоте вращения. Если не считать недавно обнаруженное импульсное гамма-излучение пульсаров PSR 1747—46 и PSR 1818—04 (гл. 5), энергия наблюдаемых импульсов составляет очень малую часть полной потери энергии. В большинстве теоретических моделей тормозящий момент пропорционален некоторой степени n частоты вращения, т. е. справедливо равенство

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n, \quad (6.13)$$

или эквивалентное выражение

$$\dot{P} = (2\pi)^{n-1} K P^{2-n}. \quad (6.14)$$

Параметр n — так называемый *показатель торможения*, а K — положительная постоянная. В случае торможения магнитно-дипольным излучением или ускорением частиц в дипольном поле уравнения (9.4) и (9.17) приводят к значению $n = 3$. Таким образом, согласно уравнению (6.14), параметр $P\dot{P}$ является константой, и поэтому пульсары должны эволюционировать вдоль

линий, параллельных линиям констант $P\dot{P}$, показанным на рис. 6.3. Параметр $P\dot{P}$ устанавливает соотношение между напряженностью магнитного поля и моментом инерции, связанным с нейтронной звездой. Пульсары в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов имеют значения $P\dot{P}$, близкие к 10^{-14} с, соответствующие напряженности магнитного поля на поверхности около $3 \cdot 10^{12}$ Гс для принятого момента инерции 10^{45} г·см². Однако для одного известного пульсара в двойной системе и многих долгопериодических пульсаров значение $P\dot{P}$ гораздо меньше, свидетельствуя о больших моментах инерции или, что более вероятно, о более низкой напряженности магнитных полей.

Характерное время $T = P/\dot{P} = -\Omega/\dot{\Omega}$ является основным временным масштабом потери энергии вращения и в большинстве моделей прямо связано с возрастом пульсара. Это можно пока-

зять интегрированием уравнения (6.13). Полагая $n \neq 1$, мы получаем

$$t = - \frac{\Omega}{(n-1) \dot{\Omega}} \left[1 - \left(\frac{\Omega}{\Omega_i} \right)^{n-1} \right], \quad (6.15)$$

где Ω_i — частота пульсаций в момент $t=0$, а Ω и $\dot{\Omega}$ — соответственно частота и ее производная в текущий момент. Если Ω гораздо меньше, чем Ω_i , член в квадратных скобках приближенно равен 1 и время t становится *характеристическим возрастом*:

$$\tau = - \frac{\Omega}{(n-1) \dot{\Omega}} = \frac{P}{(n-1) \dot{P}} \quad (n \neq 1). \quad (6.16)$$

Итак, для постоянного n характеристический возраст соответствует верхнему пределу истинного возраста пульсара. Если значение Ω_i в момент рождения пульсара ненамного больше, чем Ω в настоящий момент, истинный возраст меньше, чем τ . Однако если показатель торможения увеличился со временем, то значение характеристического возраста в настоящий момент может оказаться существенно меньше истинного возраста. При вычислениях характеристического возраста общепринят показатель торможения, равный 3, так что $\tau = \frac{1}{2} P/\dot{P}$. Поскольку маловероятно, что показатель торможения меньше 2 (значение, соответствующее $\dot{P} = \text{const}$), то «дипольный» характеристический возраст в пределах множителя 2 является верхней границей истинного возраста пульсара. В гл. 8 обсуждаются данные наблюдений, свидетельствующие о том, что истинный возраст, как правило, намного меньше, чем характеристический возраст. На рис. 6.3 показаны значения характеристического возраста для показателя торможения 3; при этом предположении характеристический возраст пульсара в Крабовидной туманности составляет 1240 лет, что несколько больше, но довольно хорошо согласуется с действительным возрастом около 920 лет. Если после рождения ($t=0$) частота пульсаций уменьшалась с $n=3$, то из уравнения (6.15) следует, что начальная частота Ω_i примерно равнялась $1,9\Omega$, т. е. период составлял около 17 мс. В действительности наблюдаемое сейчас значение n ближе к 2,5 (см. ниже), что соответствует начальному периоду около 22 мс. Конечно, если показатель торможения уменьшился за время жизни пульсара, то первоначальный период может быть и меньше приведенных значений. (Различные факторы, влияющие на наблюдаемые показатели торможения пульсаров, обсуждаются в гл. 9.)

Из уравнения (6.13) показатель торможения выражается как

$$n = \Omega \ddot{\Omega} / \dot{\Omega}^2, \quad (6.17)$$

так что в принципе он может быть определен прямо из частоты пульсаций и ее производных. До сих пор единственное достоверное значение показателя торможения получено для пульсара в Крабовидной туманности. Грот [127] получил значение $n = 2,515 \pm 0,005$ из обработки данных наблюдений, выполненных между мартом 1969 г. и апрелем 1974 г. Приводимая ошибка (стандартное отклонение) отражает неточности, являющиеся результатом нерегулярных флуктуаций периода — ошибки измерений вносят незначительный вклад. Совсем другие значения показателя торможения получаются из данных по коротким промежуткам времени. Например, Бойнтон и др. [37] получили значения, лежащие в пределах от 2,2 до 2,6 для нескольких различных рядов данных, полученных на интервалах времени около 4 мес, а Нельсон и др. [247] получили значения в пределах от 0,2 до 5,1 для нескольких рядов данных на интервалах по 25 сут. В своей работе [127] Грот показывает, что все эти вариации могут быть отнесены за счет шумового процесса, обуславливающего нерегулярные флуктуации; данные наблюдений включают в себя равномерные вековые изменения с постоянным показателем торможения и наложенными случайными беспорядочными флуктуациями. Эти случайные вариации обсуждаются в следующем разделе.

Измерение третьей производной периода или частоты позволило бы осуществить проверку вида закона торможения [см. уравнение (6.13)]

$$\ddot{\Omega} = n(2n - 1) \dot{\Omega}^3 / \Omega^2 \quad (6.18)$$

Измерения этого параметра до сих пор не выполнены. В случае пульсара в Крабовидной туманности потребуется приблизительно 10 лет для получения значимого результата [127].

По существу нет никаких сведений о показателе торможения для других пульсаров. У одних пульсаров нерегулярные изменения периода настолько велики, что их влияние маскирует члены третьего порядка в остаточных отклонениях, тогда как для других пульсаров интервал данных наблюдений еще недостаточен. С имеющейся на настоящий момент методикой определения моментов прихода импульсов потребуются наблюдения в течение 5—10 лет или более, прежде чем можно будет определить достоверное значение $\ddot{\Omega}$.

Если бы все пульсары следовали по одним и тем же или подобным эволюционным трекам, то показатель торможения

можно было бы получить из графика зависимости P от \dot{P} . Однако большой разброс точек на рис. 6.3 показывает, что пульсары не эволюционируют по одному и тому же пути. Существует несколько возможных объяснений такого большого разброса. Если пульсары в действительности эволюционируют с показателем торможения, близким к 3 (как предполагается из данных о пульсаре в Крабовидной туманности и из теоретических моделей), тогда данные рис. 6.3 соответствуют диапазону значений около пяти порядков для величины $B_0^2 R^6/I$, где B_0 — напряженность магнитного поля на поверхности, R — радиус нейтронной звезды и I — момент инерции [см. уравнение (9.5)]. Таким обра-

зом, наблюдаемый диапазон значений $P\dot{P}$ означает, что пульсары могут рождаться: 1) с различными массами (R^6/I — в широком диапазоне); 2) с различными магнитными полями; 3) с примерно одинаковыми напряженностями магнитных полей, которые в значительной мере уменьшаются за характерное время $\sim 10^6$ лет; 4) с любой комбинацией этих возможностей. Полагая величину R^6/I постоянной и характерное время уменьшения магнитного поля от 10^5 до 10^7 лет, Лайн, Ритчингс и Смит [209] вычислили семейство эволюционных траекторий на диа-

грамме $P - \dot{P}$ (рис. 6.3). В начальной стадии пульсары эволюционируют параллельно линиям постоянных $P\dot{P}$, но, когда поле затухает, производная уменьшается и эволюционные траектории становятся асимптотически вертикальными. Лайн, Ритчингс и Смит полагают, что наблюдаемое число короткопериодических пульсаров с малыми производными периода меньше, чем можно было бы ожидать, если бы пульсары следовали прямолинейным эволюционным траекториям с $n \approx 3$. Наблюдаемое распределение согласуется с затуханием магнитного поля с характерным временем около 10^6 лет. Тем не менее значимость этого вывода находится в сильной зависимости от особенностей пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов (верхняя ле-

вая часть диаграммы $P - \dot{P}$, рис. 6.3) и была несколько ослаблена последующим открытием пульсара, входящего в двойную систему, который имеет короткий период и малую производную периода. Из теоретических моделей (см. гл. 9) также следует, что затухание магнитного поля маловероятно с таким характерным временем. С другой стороны, аргументы, приведенные в гл. 8, наводят на мысль, что пульсары должны прекращать излучение с характерным временем 10^6 лет и одна из причин этого состоит в затухании магнитного поля.

СЛУЧАЙНЫЕ ВАРИАЦИИ ПЕРИОДА

Обнаружение в марте 1969 г. значительного, по-видимому, скачкообразного уменьшения периода пульсара в созвездии Парусов [279, 290] было первым наблюдением, показавшим существование изменений периодов пульсаров, которые не поддаются предсказанию. После этого наблюдалось еще два аналогичных случая для этого же пульсара и два или три с гораздо меньшим скачком периода пульсара в Крабовидной туманности. В дополнение к скачкам периода обработка данных о моментах прихода импульсов показала, что существуют небольшие, но вполне значимые нерегулярные флуктуации, наложенные на вековые вариации, которые были описаны в предыдущем разделе. Это так называемое беспокойное поведение первоначально было обнаружено в виде различных значений показателя торможения, соответствующих различным выборкам данных для пульсара в Крабовидной туманности (см., например, [37, 247]). Такое поведение, характерное для большинства пульсаров, по-видимому, случайно и его нельзя предсказать. Наблюдательные характеристики этих двух типов нерегулярных изменений периода описываются в этом разделе, а их интерпретация обсуждается в гл. 9.

Несомненно, самые большие скачки наблюдаемого периода отмечаются у пульсара в созвездии Парусов. В каждом из трех случаев, наблюдавшихся до сих пор, период уменьшался примерно на 200 нс; это изменение по сравнению с регулярной скоростью увеличения периода около 11 нс/сут довольно значительно. Рис. 6.4 иллюстрирует эти три скачка периода на фоне векового увеличения. В каждом случае уменьшение периода происходило между последовательными наблюдениями, разделенными приблизительно недельным сроком; из теоретических моделей следует, что в действительности оно происходит в течение нескольких минут.

В каждом из этих событий уменьшение периода сопровождалось увеличением производной периода. Относительное изменение $\Delta\dot{P}/\dot{P} = \Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ составляло в каждом случае около одного процента, гораздо больше, чем относительное изменение $\Delta P/P = \Delta\Omega/\Omega$, равное $\sim 2 \cdot 10^{-6}$. Для первого из этих событий (а возможно, и для двух других) это увеличение производной исчезло примерно через год, а производная восстановилась до значения, близкого к первоначальному.

Наблюдаемые скачки периода для пульсара в Крабовидной туманности примерно в 100 раз меньше, чем для пульсара в созвездии Парусов, и, следовательно, их гораздо труднее отделить от случайных беспорядочных изменений (описываемых ниже). До сих пор наблюдалось два четко выраженных скачка, один

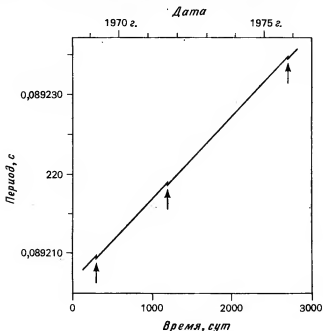


Рис. 6.4. Изменения периода пульсара в созвездии Парусов PSR 0833 — 45, с 1968 по 1976 г. Заметны три скачка, накладывающиеся на регулярное увеличение периода. (Время отсчитывается от эпохи JD 2 440 000.)

в сентябре 1969 г. [36], а другой в феврале 1975 г. Возможно, в октябре 1971 г. произошел третий скачок [202], однако, как показал Грот [127], он был слишком незначительным, чтобы отличить его от статистической флуктуации в постоянно присутствующих случайных вариациях. В отличие от скачков периода пульсара в созвездии Парусов ускорение вращения пульсара в Крабовидной туманности значительно изменялось по своей величине: для события 1975 г. оно составляло $\Delta\Omega/\Omega \approx 4 \cdot 10^{-8}$, примерно в четыре раза больше, чем для события 1969 г. Как для пульсара в созвездии Парусов, так и для пульсара в Крабовидной туманности в момент изменения периода происходило увеличение производной $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} \approx 2 \cdot 10^{-3}$. На рис. 6.5 представлен график наблюдаемых остаточных уклонений моментов прихода импульсов для пульсара в Крабовидной туманности во время события 1975 г., показывающий скачкообразное изменение наклона вследствие уменьшения периода. Приведенные на рис. 6.5 данные показывают, что после скачка период снова начинает расти,

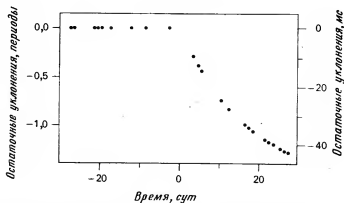


Рис. 6.5. Остаточные уклонения моментов прихода импульсов для пульсара в Крабовидной туманности PSR 0531+21 во время скачкообразного изменения периода в 1975 г. Данные о моментах прихода импульсов до скачка были аппроксимированы многочленом третьего порядка. Нелинейная временная зависимость остаточных уклонений после скачка свидетельствует об увеличении производной периода [203]. (Время отсчитывается от эпохи JD 2 442 447,9.)

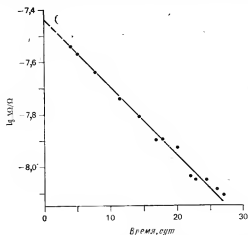


Рис. 6.6. График относительного приращения частоты импульсов пульсара в Крабовидной туманности непосредственно после скачкообразного изменения периода в 1975 г. Данные хорошо согласуются с экспоненциальной зависимостью [203]. (Время отсчитывается от начала скачка.)

восстанавливаясь до значений, получаемых экстраполяцией данных до скачка, причем намного быстрее, чем это происходило у пульсара в созвездии Парусов. На рис. 6.6 показан график относительного приращения наблюдаемой частоты импульсов по

сравнению с частотой, полученной экстраполяцией данных до скачка; видно, что приращение частоты затухает экспоненциально с постоянной времени около 16 сут. Для события 1969 г. постоянная времени намного меньше, примерно 5 сут.

Такое экспоненциальное затухание приращения частоты согласуется с «двухкомпонентной» моделью нейтронной звезды, предложенной Беймом и др. [24]. В этой модели, которая более подробно обсуждается в гл. 9, наблюдаемая частота импульсов определяется скоростью вращения заряженных компонентов (в особенности верхних корковых слоев). Однако большая часть массы, определяющая момент инерции звезды, состоит из сверхтекучих нейтронов, которые очень слабо связаны с заряженными компонентами. Поэтому внезапное изменение скорости вращения заряженных компонентов передается нейтронам очень медленно и до восстановления равновесия проходит относительно большое время. Относительная величина исходного скачка частоты Q ($Q \approx I_n/I$, где I_n и I — моменты инерции соответственно сверхтекучих нейтронов и звезды в целом) затухает экспоненциально с постоянной времени τ_d , связанной с Q соотношением

$$\tau_d = Q \Delta\Omega / |\Delta\dot{\Omega}|. \quad (6.19)$$

В табл. 6.1 приведены наблюдаемые параметры скачков для пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов.

Кроме иногда появляющихся скачков периоды пульсаров непрерывно подвергаются небольшой флуктуации (так называемое беспокойное поведение). Детальные измерения на протяжении длительных периодов времени показали, что для большинства пульсаров моменты прихода не совпадают точно с предсказанными. Данные в любом относительно коротком интервале времени (допустим 1—2 мес) можно точно аппроксимировать кривой третьего порядка, или, для более медленных пульсаров, параболой. Однако при более длинных интервалах часто отмечаются значительные остаточные отклонения; более того, среднеквадратичное остаточное отклонение больше для более длинных интервалов данных. На рис. 6.7 представлен график остаточных отклонений для пульсара в Крабовидной туманности в течение пятилетнего интервала после аппроксимации данных полиномом 3-й степени. Конечно, увеличением числа эмпирически подобранных параметров остаточные отклонения можно значительно уменьшить. Однако независимо от вида используемой функции последующие наблюдения не могут быть предсказаны точно при такой аппроксимации, и число требуемых параметров растет с увеличением интервала данных. Для пятилетней выборки данных, показанной на рис. 6.7, среднеквадратичное остаточное отклонение составляет около одного периода пульсара, или 33 мс. Для сравнения, вклад в фазу импульса [уравнение (6.4)]

Таблица 6.1

Параметры скачкообразных изменений периода пульсаров

	JD - 2 440 000	$\Delta\alpha/\alpha$	$\Delta\lambda/\lambda$	τ_d , сут	Q	Источник
Пульсар PSR 0531+21 в Крабовидной туманности	494,1 \pm 0,9 2447,4 \pm 0,1	(9 \pm 4) \cdot 10 ⁻⁹ (37,2 \pm 0,8) \cdot 10 ⁻⁹	(1,6 \pm 0,9) \cdot 10 ⁻³ (2,1 \pm 0,2) \cdot 10 ⁻³	4,8 \pm 2,0 15,5 \pm 1,2	0,92 \pm 0,07 0,96 \pm 0,03	[36] [203]
	280 \pm 4 1192 \pm 7 2683 \pm 3	(2,33 \pm 0,02) \cdot 10 ⁻⁶ (2,00 \pm 0,01) \cdot 10 ⁻⁶ (1,97 \pm 0,01) \cdot 10 ⁻⁶	(8,1 \pm 0,2) \cdot 10 ⁻³ \sim 10 ⁻² (7,5 \pm 0,2) \cdot 10 ⁻³	\sim 400 ? 455 \pm 15	\sim 0,15 ? 0,22 \pm 0,01	[279, 290] [291] [217, 218]
PSR 1641-45	3400 \pm 60	(1,91 \pm 0,01) \cdot 10 ⁻⁷	(1,6 \pm 0,5) \cdot 10 ⁻³	\sim 30 000	?	[397]

линейного члена Ω_0 составляет около $5 \cdot 10^6$ циклов, квадратичного члена $\dot{\Omega}$ — около $2 \cdot 10^6$ циклов, члена 3-й степени $\ddot{\Omega}$ — около $2 \cdot 10^3$ циклов. Таким образом, нерегулярные изменения значительны с точки зрения ошибок измерения, но при аппроксимации многочленом они очень малы по сравнению с его членами.

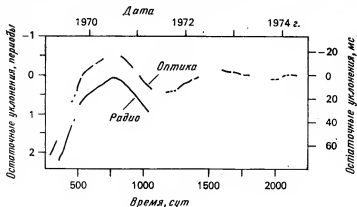


Рис. 6.7. Остаточные уклонения моментов прихода импульсов для пульсара в Крабовидной туманности PSR 0531+21 за 5-летний период времени. Остаточные уклонения, представленные на графике, получены после аппроксимации данных многочленом третьего порядка. Данные наблюдений, выполненных до конца 1971 г., при аппроксимации использовались с более низким весом и поэтому имеют большие остаточные уклонения. Верхняя кривая получена из оптических измерений, нижняя (произвольно смещенная) — из измерений в радиодиапазоне. Данные двух видов в основном согласуются между собой в пределах 100 мкс; по-видимому, расхождение обусловлено неточностью меры дисперсии, использовавшейся при приведении данных в радиодиапазоне к бесконечной частоте [127]. (Время отсчитывается от эпохи JD 2 440 000.)

Непредсказуемый характер остаточных уклонений заставил Бойнтон и др. [36] предположить, что причиной наблюдаемых вариаций являются случайные процессы. Были рассмотрены три вероятных процесса: 1) случайное блуждание фазы, например изменения в местоположении области излучения или направлении луча; 2) случайное блуждание частоты, например изменения момента инерции звезды; 3) случайное блуждание первой производной частоты, например изменения в процессах потери энергии. Имеется несколько способов проверки того, какой из этих трех случайных процессов наиболее близко соответствует данным наблюдений. Для первого процесса среднеквадратичное остаточное уклонение увеличивается как $(t-t_0)^{1/2}$, для второго — как $(t-t_0)^{3/2}$, а для третьего — как $(t-t_0)^{5/2}$, где $(t-t_0)$ — полная длительность интервала данных. Для каждого

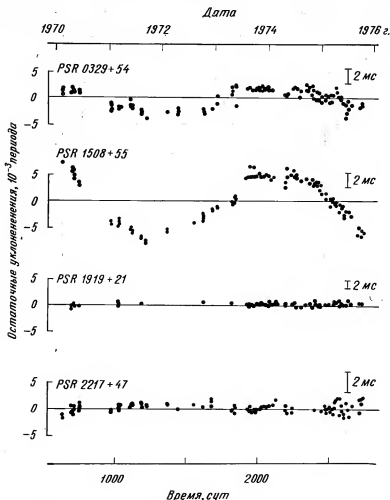


Рис. 6.8. Остаточные уклонения моментов прихода импульсов для четырех пульсаров по данным наблюдений, выполненных авторами и Д. Дж. Хелфандом в Национальной радиоастрономической обсерватории (Грин-Бэнк) и в радиоастрономической обсерватории Файв-Колледж (Амхерст). В каждом случае остаточные уклонения получены после подбора периода пульсара, производной периода и координат. (Время отсчитывается от эпохи JD 2 440 000.)

процесса среднеквадратичная дисперсия полиномиальных коэффициентов имеет различную зависимость от $(t - t_0)$, спектр флуктуаций кривой остаточных уклонений тоже различный. При обработке данных о моментах прихода импульсов пульсара

в Крабовидной туманности, полученных в течение двух лет, Бойнтон и др. [36] обнаружили, что эти данные наиболее близко соответствуют частотному шуму, т. е. случайной последовательности малых скачков частоты (обоих знаков) с параметром $R\langle\Delta\Omega^2\rangle \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ с}^{-3}$, где R — скорость, с которой происходят скачки частоты, и $\langle\Delta\Omega^2\rangle$ — ее дисперсия. Поскольку отдельные скачки частоты не разрешаются при ежедневных наблюдениях, $R \gg 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, поэтому среднеквадратичная величина скачков частоты должна быть $\langle\Delta\Omega^2\rangle^{1/2} \leq 6 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$. Применяя более сложную методику обработки, основанную на ортонормальных многочленах, которая применима даже при нестационарном случайном процессе, Грот [127] из данных за пять лет нашел, что $R\langle\Delta\Omega^2\rangle = (2,1^{+0,9}_{-0,5}) \cdot 10^{-21} \text{ с}^{-3}$. Статистически значимые временные вариации полиномиальных коэффициентов и интенсивности случайного процесса не наблюдались.

Аналогичные случайные изменения характерны для большинства других пульсаров, за несколькими исключениями. До сих пор не наблюдались значимые нерегулярные изменения у пульсара PSR 1913+16 в двойной системе (период 59 мс) и у нескольких долгопериодических пульсаров, включая PSR 1133+16, 1919+21 и 2016+28. Из четырех пульсаров, для которых остаточные отклонения моментов прихода импульсов были получены в течение шести лет, два отличаются значительными флуктуациями периода (рис. 6.8). Для этих двух пульсаров кривая остаточных отклонений по общему виду соответствует третьему порядку, поскольку член третьего порядка был первым членом, опущенным из их решения. Однако этот член третьего порядка, по-видимому, не представляет векового изменения производной периода, как для пульсара в Крабовидной туманности. Его величина зависит от длины аппроксимируемого интервала данных, и при интервале данных 6 лет (рис. 6.8) для пульсара PSR 1508+55 предполагаемый показатель торможения непомерно велик (3,250). Предварительный анализ Манчестера и Тейлора [221] показал, что, как и в случае пульсара в Крабовидной туманности, нерегулярные изменения, свойственные этим долгопериодическим пульсарам, имеют характерные черты случайного блуждания частоты пульсара. На интервале данных 4 года для пульсара PSR 0329+54 было получено приближенное значение $R\langle\Delta\Omega^2\rangle \approx 2 \cdot 10^{-27} \text{ с}^{-3}$. В табл. 6.2 приведены среднеквадратичные остаточные отклонения для нескольких долгопериодических пульсаров, полученные после подбора частоты, производной частоты и координат пульсара. Эти данные наряду с остаточными отклонениями для пульсара в Крабовидной туманности говорят в пользу того, что «беспокойное» поведение в основном характерно для более молодых пульсаров. Параметр PP^{-5} ,

Таблица 6.2

Среднеквадратичные остаточные уклонения моментов прихода импульсов для семи долгопериодических пульсаров, полученные после подбора периода, производной периода и координат.

Пульсары расположены в порядке возрастания $\dot{P}P^{-5}$

PSR	Интервал данных, сут	P , с	$\dot{P}P^{-5}$, 10^{-18} с^{-6}	$\langle \delta^2 \rangle^{1/2}$, мс
1919 + 21	2020	1,337	0,3	$\leq 0,3$
1133 + 16	2085	1,188	1,6	$\leq 0,3^*$
2016 + 28	2020	0,558	2,7	$\leq 0,3$
0329 + 54	2085	0,714	11,0	1,2
1508 + 55	2080	0,740	22,7	3,1
0823 + 26	1055	0,531	40,0	2,2
2217 + 47	2085	0,538	61,2	0,4

* После вычитания поправок за собственное движение пульсара.

который связывают с прекращением излучения пульсара (см. гл. 10), по-видимому, коррелирует с величиной и частотой нерегулярных изменений периода.

ПУЛЬСАРЫ — ЗОНДЫ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Открытие пульсаров дало астрономам уникальный набор средств для исследования межзвездной среды. Например, широкополосность излучения пульсаров позволяет изучать различные процессы поглощения, происходящие в диске Галактики. На низких частотах, по меньшей мере для ряда пульсаров, свободно-свободное поглощение тепловыми электронами в межзвездной среде является важным фактором и может дать информацию о распределении плотности электронов в Галактике. Измерение поглощения на частоте 1420 МГц атомами нейтрального водорода дает сведения о структуре облаков HI и во многих случаях позволяет получить оценку расстояния до пульсара. Импульсный характер сигналов делает их идеальными для измерения дисперсии сигнала и, следовательно, суммарного содержания электронов на пути от пульсара. В тех случаях, когда имеются независимые оценки расстояния до отдельных пульсаров, эти значения дисперсии можно использовать для определения средней межзвездной плотности электронов. И наоборот, когда предполагается какое-то значение средней плотности, то из наблюдаемой меры дисперсии можно получить расстояния до пульсаров. Многие импульсы имеют высокую степень линейной поляризации, что дает возможность измерения фарадеевского вращения, из которого можно получить величину напряженности и направление межзвездного магнитного поля. Пульсары являются практически точечными источниками, поэтому рассеяние на неоднородностях в межзвездном распределении электронов может изменять частотно-временную структуру сигналов, наблюдаемых на Земле. Из измерений характерной ширины полосы и характерных временных масштабов этой структуры можно сделать выводы о некоторых параметрах рассеивающей среды.

МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

На частотах ниже 50 МГц интенсивность нетеплового галактического фонового излучения заметно уменьшается вблизи галактического экватора. Уменьшение интенсивности является результатом свободно-свободного поглощения электронами в межзвездной среде. Далк и Сли [80], исследуя выборку из

15 остатков сверхновых, лежащих в пределах 45° от центра Галактики, обнаружили по крайней мере у восьми из них низкочастотные «завалы» в спектрах на частотах 50—100 МГц, которые авторы объясняют свободно-свободным поглощением. Оптическая толщина, соответствующая этому эффекту, приблизительно пропорциональна ν^{-2} , поэтому «завал» на низких частотах очень резкий и легко распознается. Конечно, излучение пульсара также подвержено поглощению такого типа. Как отмечалось в гл. 2, в спектрах ряда пульсаров наблюдаются низкочастотные «завалы». Однако возможно, что для большинства этих «завалов» частоты среза слишком высоки, чтобы их можно было объяснить одним только межзвездным поглощением. Наблюдаемый перегиб спектра частично может быть обусловлен процессом излучения самих пульсаров. Кроме того, процессы рассеяния (см. ниже) уширяют импульсы далеких пульсаров до такой степени, что поток излучения в импульсе еще больше уменьшается. Эти эффекты затрудняют исследование межзвездного свободно-свободного поглощения в импульсах пульсаров. Для далеких долгопериодических пульсаров, имеющих прямые спектры, свободно-свободное поглощение, вероятно, будет заметным на частотах ниже 100 МГц, особенно для источников, расположенных в направлении на центр Галактики.

Наблюдения спектральной линии нейтрального водорода на частоте 1420 МГц в поглощении на фоне источников непрерывного спектра привели к созданию «двухкомпонентной» модели межзвездной среды. Этими двумя компонентами являются относительно холодные, плотные и изолированные области, известные как облака, и более горячая, менее плотная среда между облаками. Поскольку оптическая толщина пропорциональна n_H/T_s , где n_H — плотность атомов водорода, а T_s — «спиновая» температура, или, иначе, температура возбуждения для перехода между уровнями сверхтонкой структуры на частоте 1420 МГц, то большая часть наблюдаемого поглощения происходит в холодных плотных облаках. Одной из принципиальных трудностей измерения поглощения на фоне обычных источников, излучающих в континууме, является определение вклада излучения нейтрального водорода в пределах диаграммы антенны, так называемого ожидаемого профиля. Измерение поглощения в импульсах пульсаров в этом смысле не вызывает затруднений, так как ожидаемый профиль можно получить в ту часть периода, когда пульсар не излучает. Однако, поскольку у большинства пульсаров средняя плотность потока низка, возможность измерений такого рода ограничена чувствительностью.

Из 43 пульсаров, для которых были выполнены наблюдения линии водорода, поглощение обнаружено в излучении 28 пульсаров. Большинство пульсаров, отличающихся отсутствием по-

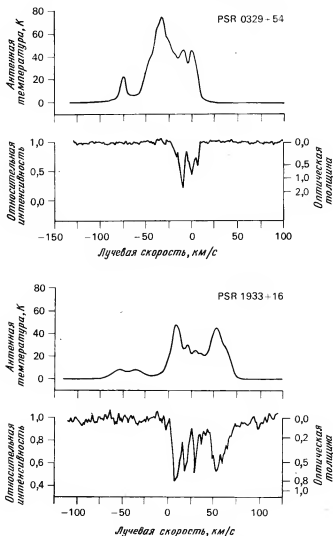


Рис. 7.1. Профиль линии излучения (вверху) и поглощения (внизу) нейтрального водорода в направлении на пульсары PSR 0329+54 и PSR 1933+16. Разрешение спектров по скорости составляет 1,7 км/с; лучевые скорости даны относительно местной системы покоя [116].

глошения, расположено относительно близко к Солнцу на галактических широтах $|b| > 10^\circ$. На рис. 7.1 показаны спектры излучения и поглощения пульсаров PSR 0329+54 и PSR 1933+16,

которые близки к плоскости Галактики и находятся на довольно больших расстояниях. Если поглощение обнаружено, можно определить приблизительное расстояние до пульсара по величине доплеровского смещения линии поглощения и определяемой отсюда скорости, основываясь на модели дифференциального вращения Галактики. Поскольку в направлениях на центр Галактики и на антицентр лучевые скорости газа равны нулю, то в этих направлениях данная методика имеет ограниченную применимость. Тем не менее для большинства пульсаров это единственный метод определения расстояний независимо от получаемых мер дисперсий, и поэтому он имеет большое значение. В табл. 7.1 приведены оценки расстояний (или предельные значения оценок), полученные по данным о поглощении в линии нейтрального водорода; кроме того, для двух пульсаров (пульсары в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов) даны оценки расстояний, основанные на наблюдении остатков сверхновых, с которыми эти пульсары связаны. Верхние пределы расстояний получены из отсутствия поглощения в профиле линии при определенных (отрицательных или положительных в зависимости от квадранта галактической долготы) скоростях. Наблюдения поглощения на фоне источников непрерывного спектра в низких галактических широтах [278] показывают, что в спектрах поглощения почти нет разрывов на тех скоростях, на которых водород виден в излучении. Тем не менее из наблюдаемого недостаточного поглощения примерно для одной трети исследованных пульсаров следует, что поглощающая среда гораздо более неоднородна, чем излучающая, поэтому верхние пределы расстояния не всегда близки к действительным значениям. Наиболее достоверны значения расстояний, полученные для пульсаров с относительно высокой мерой дисперсии, расположенных вблизи плоскости Галактики и далеко от направлений $l = 0^\circ$ и $l = 180^\circ$. Для пульсара PSR 1933+16 (рис. 7.1) поглощение доходит до уровня, соответствующего такой скорости (~ 70 км/с), которая означает, что пульсар лежит дальше области, где галактическое вращение происходит по касательной к лучу зрения. Для некоторых пульсаров, например PSR 1240—64 и PSR 1859 + 03, поглощение наблюдается как при положительных, так и отрицательных скоростях [1]. Эта особенность свидетельствует о том, что такие пульсары лежат за окружностью, проходящей через Солнце (центром ее является центр Галактики), на внешней стороне Галактики. Полученное для пульсара PSR 1859+03 расстояние 20 ± 2 кпс — самое большое для известных пульсаров.

То, что пульсары практически являются точечными источниками, наряду с отсутствием проблемы «ожидаемого профиля» делает их своего рода зондами распределения межзвездного

Таблица 7.1

Средняя плотность электронов по лучу зрения вдоль направлений на 28 пульсаров с независимой оценкой расстояний

PSR	l	b	D_M , пс/см ²	Расстояние, кпс	Метод	$\langle n_e \rangle$, см ⁻³	Источник
0138 + 59	129,1°	-2,3°	34,8	~3,0	HI	0,012	[122]
0329 + 54	145,0	-1,2	26,8	2,3-2,9	HI	0,009-0,012	[34]
0355 + 54	148,2	+0,8	57,0	1,0-2,0	HI	0,028-0,057	[122]
0525 + 21	183,8	-7,1	51,0	~2,0	HI	0,026	[115]
0531 + 21	184,6	-5,8	56,8	2,0	SNR	0,028	[358]
0736 - 40	254,2	-9,2	161	1,5-2,5	HI	0,064-0,107	[1]
0740 - 28	243,8	-2,4	73,8	1,5-2,5	HI	0,030-0,049	[115]
0833 - 45	263,5	-2,8	69,1	0,5	SNR	0,138	[241]
0835 - 41	260,9	-0,3	147,6	2,4-5,0	HI	0,030-0,062	[117]
1154 - 62	296,7	-0,2	267	10,5-12,5	HI	0,021-0,025	[1]
1240 - 64	302,1	-1,5	207	12-16	HI	0,019-0,025	[1]
1323 - 62	307,1	+0,3	320	5-11	HI	0,028-0,062	[1]
1557 - 50	330,7	+1,6	270	7-11	HI	0,025-0,039	[1]
1641 - 45	339,2	-0,2	450	4,5-5,3	HI	0,085-0,10	[1]
1642 - 03	14,1	+26,1	35,7	0,15-0,17	HI	0,21-0,24	[122]

Продолжение табл. 7.1

PSR	l	b	DM , пс/см ²	Расстояние, кпс	Метод	$\langle n_e \rangle$, см ⁻³	Источник
1718 — 32	354,5°	+2,5	128	> 1,0	HI	< 0,120	[115]
1749 — 28	1,7	-0,9	50,9	< 1,0	HI	> 0,051	[115]
1818 — 04	25,5	+4,7	84,4	< 1,5	HI	> 0,056	[115]
1822 — 09	21,5	+1,4	19,3	< 1,5	HI	> 0,013	[115]
1836 — 17	14,6	-3,3	207	> 1,5	HI	< 0,138	[122]
1859 + 03	37,2	-0,6	402	18—22	HI	0,020—0,022	[1]
1933 + 16	52,4	-2,1	158,5	> 6,0	HI	< 0,026	[115]
1946 + 35	70,6	+5,0	129,1	> 8,5	HI	< 0,015	[122]
2016 + 28	68,1	-4,0	14,2	> 1,0	HI	< 0,014	[115]
2020 + 28	68,9	-4,7	24,6	> 2,0	HI	< 0,012	[122]
2021 + 51	87,9	+8,4	22,6	< 1,0	HI	> 0,023	[115]
2111 + 46	89,0	-1,3	141,5	4—6	HI	0,024—0,035	[122]
2319 + 60	112,0	-0,6	96	2,8—3,8	HI	0,025—0,034	[34]

водорода. Детали в спектре поглощения всегда уже соответствующих деталей в спектре излучения, что свидетельствует в пользу «двухкомпонентной» модели межзвездной среды. Однако имеющиеся до сих пор данные недостаточны для подробного анализа свойств поглощающих облаков.

В принципе, сравнивая отношение суммарной оптической толщины, обусловленной поглощением в линиях H I, и меры дисперсии для различных пульсаров, можно исследовать параметры облаков и областей между ними. Предполагая, что эти области ионизируются космическими лучами низких энергий, причем скорость ионизации как в облаках, так и в межоблачном пространстве одинакова, Хьеллминг и др. [158] определили плотность электронов и газа для двух компонентов и долю оптического пути, соответствующую каждому из них. Однако из более поздних данных [32, 323] видно, что концентрация электронов в плотных облаках очень низка, что должно означать соответственно и низкие скорости ионизации в этих областях. Поэтому возможно, что дисперсия импульса и поглощение в линиях водорода происходят в различных областях пространства и, следовательно, их отношения дают мало информации об условиях в этих областях. Такой вывод согласуется с широким диапазоном значений отношения суммарной оптической толщины к мере дисперсии [116].

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ДИСПЕРСИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЛАКТИКЕ

Из-за наличия в межзвездной среде свободных электронов групповая скорость радиоволн v_g несколько меньше, чем скорость света, и зависит от частоты. В литературе, посвященной распространению волн в плазме (например, [105]), показано, что для однородной изотропной среды

$$v_g = c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}, \quad (7.1)$$

где ω_p — плазменная частота, ω — частота волны. Плазменная частота (в единицах СГС) равна

$$\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m, \quad (7.2)$$

где n_e — плотность электронов, e и m — заряд и масса электрона. Для непрерывных сигналов уменьшение скорости, естественно, наблюдать невозможно, но импульсный характер излучения пульсара позволяет оценить степень дисперсии по различию в моментах прихода импульса на двух разных частотах.

Из уравнения (7.1) получаем, с учетом членов первого порядка по ω_p^2/ω^2 , что временная задержка

$$t_2 - t_1 = \frac{2\pi e^2}{mc} \left(\frac{1}{\omega_2^2} - \frac{1}{\omega_1^2} \right) \int_0^d n_e dl, \quad (7.3)$$

где d — расстояние до пульсара. Количество электронов в столбе по направлению к источнику $\int_0^d n_e dl$ называется мерой дисперсии DM . Величина D , непосредственно измеряемая из наблюдений и определяемая как

$$D = (t_2 - t_1) / \left(\frac{1}{v_2^2} - \frac{1}{v_1^2} \right), \quad (7.4)$$

где $v = \omega/2\pi$ — радиочастота в герцах, называется постоянной дисперсии. Постоянная дисперсии связана с мерой дисперсии соотношением $DM = 2\pi mcD/e^2$, или, когда DM выражается в единицах пс/см³,

$$DM [\text{пс/см}^3] = 2,410 \cdot 10^{-16} D [\text{Гц}]. \quad (7.5)$$

Наблюдения в широком диапазоне частот показывают, что обычно дисперсионное соотношение (7.4) выполняется точно. Несущественность членов более высокого порядка [347] можно использовать для оценки верхних пределов плотности электронов и напряженности магнитного поля на луче зрения к пульсару (соответственно $n_e < 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $B < 10^{-3} \text{ Гс}$). Для пульсаров с «двойными» средними профилями расстояние между компонентами также зависит от частоты (см. рис. 2.4), таким образом, для всего профиля видимая дисперсия не может быть точно пропорциональной v^{-2} . Наблюдения Крафта [68] показывают, что в таких случаях дисперсионные задержки пропорциональны v^{-2} вблизи центра профиля. Это позволяет предполагать, что ориентация оси пучка излучения фиксирована по отношению к вращающейся нейтронной звезде и что внешние компоненты расположены симметрично относительно этого фиксированного направления.

Мера дисперсии получена для всех известных пульсаров, кроме одного. Диапазон значений составляет от 2,969 пс/см³ (для пульсара PSR 0950+08) до 450 пс/см³ (для пульсара PSR 1641—45); значения меры дисперсии пульсаров приведены в приложении. Приближенные значения меры дисперсии, как и периоды, обычно находят в процессе обнаружения пульсаров. Используя обычную обработку моментов прихода импульсов (гл. 6), наблюдаемых на частотах с интервалом десятки мега-

герц, можно определить меру дисперсии с точностью $\sim 0,01$ пс/см³, т. е. около 10^{-4} ее значения. Для более точных измерений меры дисперсии требуются более широкий диапазон частот (особенно, если его можно продлить к низкочастотному концу спектра) или более точные временные измерения.

Как упоминалось в гл. 3, Рикетт, Ханкинс и Кордс [297] обнаружили значительную корреляцию между микронимпульсами пульсара PSR 0950+08 на частотах 111 и 318 МГц, что делает возможным измерение дисперсии для этого пульсара с точностью до 10^{-5} . Узкие компоненты в среднем профиле пульсара в Крабовидной туманности позволяют измерить его меру дисперсии с аналогичной точностью. Однако в этом случае возникают некоторые осложнения, заключающиеся в том, что на низких частотах профиль несколько уширяется вследствие межзвездного рассеяния. Ранкин и Каунсельман [282] разработали метод разделения эффектов рассеяния и дисперсии и обнаружили значительные вариации как параметров рассеяния, так и меры дисперсии пульсара в Крабовидной туманности в течение двухлетнего периода. Дважды (в сентябре—октябре 1969 г. и в июне—июле 1970 г.) наблюдалось увеличение меры дисперсии, каждый раз на 10^{-4} . Возможно, что первый скачок меры дисперсии связан со скачком периода этого пульсара, наблюдавшимся в сентябре 1969 г. (см. гл. 6), но в момент второго увеличения меры дисперсии нерегулярные изменения периода были не больше, чем обычно. Для других пульсаров значительных вариаций меры дисперсии не наблюдалось.

На рис. 7.2 показано распределение мер дисперсии по галактической широте для всех, кроме одного, известных пульсаров. Большие меры дисперсии $DM \geq 40$ пс/см³ найдены только для пульсаров, лежащих на галактических широтах $|b| \leq 10^\circ$. Это убедительно доказывает, что дисперсия возникает в межзвездной среде, а не в непосредственной окрестности пульсара и что пульсары принадлежат к населению диска Галактики. Среднюю плотность электронов в диске можно оценить из данных о поглощении излучения пульсара нейтральным водородом или из данных об остатках сверхновых, связанных с пульсарами. В табл. 7.1 приведены расчетные значения средней плотности $\langle n_e \rangle = DM/d$ для 28 пульсаров, а на рис. 7.3 эти значения нанесены в зависимости от галактической долготы. Видны значительные вариации плотности, но в основном они относятся к нескольким близким пульсарам, для которых луч зрения проходит через известные области HII. (Например, обширная ионизованная область, известная под названием туманности Гама, по-видимому, ответственна за половину измеренной для пульсара PSR 0833—45 дисперсии.) Следовательно, более достоверная оценка средней межзвездной плотности электронов должна

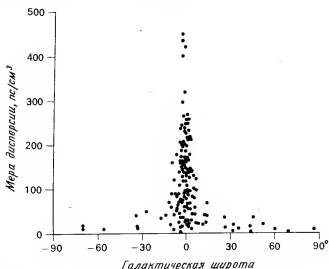


Рис. 7.2. Зависимость меры дисперсии от галактической широты для 148 пульсаров.

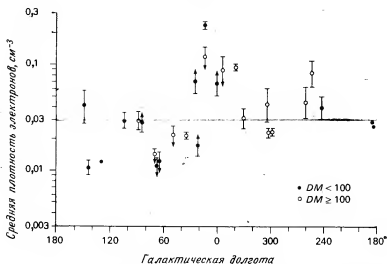


Рис. 7.3. Средняя плотность электронов в межзвездной среде, найденная из мер дисперсии пульсаров и независимо определенных расстояний, в зависимости от галактической долготы. Показаны пределы ошибок, отражающие неопределенность значений расстояний до пульсаров. Для нескольких пульсаров оценки ошибок отсутствуют, однако во всех случаях данные сравнимы по точности [1].

основываться на измерениях более далеких пульсаров, для которых относительный вклад в меру дисперсии любой промежуточной области III значительно меньше. Для большинства этих пульсаров значение $\langle n_e \rangle$ составляет $0,03 \text{ см}^{-3}$ с точностью до множителя 2, что является хорошей оценкой $\langle n_e \rangle$ в большей части Галактики. В своих недавних наблюдениях на интерферометре с ретрансляцией Солтер и др. [408] измерили непосредственно тригонометрический параллакс ряда пульсаров. Только у пульсара PSR 1929+10 наблюдается статистически значимый параллакс (принятое расстояние составляет примерно 50 пс). Средняя плотность межзвездных электронов, полученная из наблюдений девяти пульсаров, равна $0,029 \pm 0,014 \text{ см}^{-3}$. Этот результат показывает, что плотность электронов в окрестности Солнца не отличается сильно от ее среднего значения на значительно больших расстояниях.

Вместе с тем данные, приведенные на рис. 7.3, наводят на мысль о наличии двух систематических эффектов. Во-первых, для большинства пульсаров на долготе до 30° от центра Галактики средние плотности электронов, по-видимому, несколько выше, что может свидетельствовать о более высокой средней плотности во внутренних областях Галактики. Во-вторых, в интервале долгот от 50 до 80° наблюдаются низкие значения средней плотности. При расстояниях до 8 кпс большая часть траектории луча в этом интервале долгот лежит между рукавом Ориона и рукавом Стрельца, что позволяет сделать вывод о меньшей плотности электронов в межрукавном пространстве.

Из измерений свободно-свободного поглощения [39] и межзвездного рассеяния излучения внегалактических источников [287] была получена эквивалентная толщина распределения свободных электронов в z -направлении (перпендикулярном к плоскости Галактики). Авторы этих измерений определили, что эквивалентная полутолщина слоя электронов составляет 500—1000 пс. Информацию о z -распределении как пульсаров, так и диспергирующих электронов можно получить из гистограммы, показывающей число пульсаров в равных интервалах по величине $DM \sin|b|$, представляющей компонент меры дисперсии по оси z (рис. 7.4). Простой и непосредственный вывод из анализа этой гистограммы заключается в том, что наибольшие значения $DM \sin|b|$ составляют приблизительно 20 пс/см^3 , и, таким образом, нижний предел эквивалентной полутолщины слоя электронов равен $20/0,03 \approx 670 \text{ пс}^*$.

* Один из четырех пульсаров, пульсар PSR 0736—40 с наибольшим значением $DM \sin|b|$, находится за туманностью Гама, которая вносит существенный вклад в его меру дисперсии. Однако остальные пульсары PSR 0450—18, PSR 1541+09 и PSR 2303+30, по-видимому, свободны от таких эффектов.

Можно показать, что ожидаемый вид гистограммы $DM \sin |b|$ зависит от относительной толщины распределений пульсаров и электронов следующим образом. Допустим, что плотность тепловых электронов $n_e(z)$ является только функцией z , а плотность

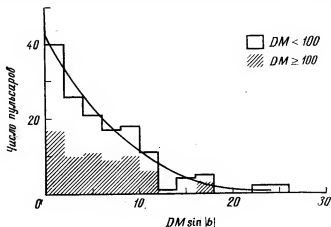


Рис. 7.4. Распределение « z -составляющей» меры дисперсии пульсаров $DM \sin |b|$. Наложенная на распределение кривая представляет результат аппроксимации данных по методу наименьших квадратов в предположении экспоненциального z -распределения пульсаров и электронов.

пульсаров дается некоторой функцией $N_p(z)$. Если z -составляющая меры дисперсии определяется как

$$\Delta(z) \equiv DM \sin |b| = \int_0^z n_e(z') dz', \quad (7.6)$$

ожидаемое число пульсаров в равных интервалах Δ составляет

$$N(\Delta) = N_p[z(\Delta)] dz/d\Delta. \quad (7.7)$$

Кроме того, если функции $n_e(z)$ и $N_p(z)$ представлены в явном виде, можно вычислить $N(\Delta)$ и сравнить с наблюдаемым распределением, изображенным на рис. 7.4. В принципе можно подогнать принятые функции к данным наблюдений, используя метод наименьших квадратов, и при этом найти параметры функций, например характерные высоты. Такая процедура была проведена в предположении экспоненциальных функций

$$n_e(z) = 0,03e^{-|z|/h_e}, \quad (7.8)$$

$$N_p(z) = N_0 e^{-|z|/h_p}, \quad (7.9)$$

для которых ожидаемая форма гистограммы описывается выражением

$$N(\Delta) = \begin{cases} N_0 \left[1 - \frac{\Delta}{0,03h_e} \right]^{(h_e/h_p)^{-1}}, & \Delta < 0,03h_e, \\ 0, & \Delta \geq 0,03h_e. \end{cases} \quad (7.10)$$

Вписывание этого соотношения в данные наблюдений методом наименьших квадратов дает $h_p = 230 \pm 20$ пс и $h_e \approx 1000$ пс [352]. Последнее значение находится в хорошем согласии с результатами, полученными другими методами, которые обсуждались выше. Характерная высота распределения пульсаров обсуждается в гл. 8.

Тепловые электроны, вызывающие дисперсию пульсаров, свободно-свободное поглощение и межзвездное рассеяние, широко распространены в межзвездной среде, и поэтому интересно попытаться представить процессы, которые поддерживают требуемые уровни ионизации. «Классические» области III высокой плотности вносят существенный вклад в меру дисперсии только для нескольких пульсаров. Возможными ионизирующими агентами могут быть космические лучи и мягкое рентгеновское излучение (сверхновых или пульсаров) и ультрафиолетовое излучение (звезд спектральных классов O и B, центральных звезд планетарных туманностей, белых карликов или очень старых остатков сверхновых). Последние наблюдения, особенно межзвездных спектральных линий в ультрафиолете (обзор этих наблюдений дан Спитцером и Дженкинсом [334]), не соответствуют стационарным моделям ионизации космическими лучами или рентгеновским излучением. Более того, маловероятно, что космические лучи могут распространяться достаточно далеко от своих источников, приводя к ионизации межзвездной среды в целом [377]. По-видимому, нестационарные модели, связанные со вспышками рентгеновского излучения сверхновых [101] или излучением «ультрафиолетовых» звезд [211] в большей степени согласуются с наблюдениями спектральных линий. Ни ультрафиолетовое излучение, ни мягкие рентгеновские лучи не могут проникать в плотные межзвездные облака, поэтому большая часть диспергирующих электронов находится в пространстве между облаками. Ультрафиолетовые звезды относятся к объектам, находящимся на поздних стадиях эволюции, и поэтому широко распространены в межзвездной среде. В частности, они имеют намного большую характерную высоту, чем звезды спектральных классов O и B, и поэтому приводят к гораздо большей характерной высоте слоя электронов, чем та, которая характеризует OB-звезды и межзвездный нейтральный водород. Действительно, в модели Лайона [211] плотность электронов даже возрастает

с увеличением расстояния от плоскости Галактики и достигает максимума на расстоянии около 300 пс.

ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ И ГАЛАКТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

В слабых магнитных полях межзвездного пространства распространение электромагнитных волн является «квазипродольным», по существу, во всех направлениях, так что нормальные моды распространения имеют круговую поляризацию. Из-за наличия небольшой разницы в показателях преломления для этих двух мод (см., например, [105]) плоскость поляризации линейно-поляризованной волны вращается вдоль пути распространения — эффект, известный как фарадеевское вращение. Угол вращения на пути d равен

$$\Delta\phi = \frac{2\pi e^3}{m^2 c^2 \omega^2} \int_0^d n_e B \cos \theta \, dl, \quad (7.11)$$

где B — плотность магнитного потока, а θ — угол между лучом зрения и направлением межзвездного магнитного поля. Мера вращения RM определяется из соотношения

$$\Delta\phi = RM \lambda^2, \quad (7.12)$$

так что

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m^2 c^4} \int_0^d n_e B \cos \theta \, dl. \quad (7.13)$$

Мера вращения положительна для полей, направленных к наблюдателю, и отрицательна, если поля направлены от него.

Из уравнения (7.13) можно видеть, что мера вращения представляет среднее значение составляющей магнитного поля по лучу зрения вдоль пути от пульсара, взвешенное по электронной плотности. Для пульсаров (и только для них) нормировочный множитель известен (по крайней мере, приближенно), так как мера дисперсии пропорциональна интегралу от электронной плотности n_e , которая, как обсуждалось в предыдущем разделе, считается примерно постоянной в пределах значительной части Галактики. Отсюда следует, что средняя составляющая магнитного поля по лучу зрения равна

$$\langle B \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^d n_e B \cos \theta \, dl}{\int_0^d n_e \, dl} = \frac{1,232 RM}{DM}, \quad (7.14)$$

где числовой множитель соответствует значению B , выраженному в мкГс, RM — в рад/м² и DM — в пс/см³. Поскольку пульсары обеспечивают непосредственное измерение напряженности поля, они являются мощным инструментом в исследовании межзвездного магнитного поля. Кроме того, ценность пульсаров в этом отношении повышается рядом других факторов. Во-первых, пульсары — галактические объекты, для которых известны

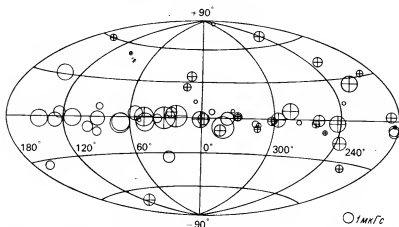


Рис. 7.5. Средняя составляющая магнитного поля по лучу зрения для различных пульсаров. Для полей с напряженностью выше 0,1 мкГс площадь кружка пропорциональна напряженности (кружок, соответствующий напряженности поля 1 мкГс, показан в нижнем правом углу рисунка). Крест внутри кружка означает, что мера вращения положительна (поле направлено к наблюдателю) [219].

приближенные расстояния, так что, используя пульсары, находящиеся на различных расстояниях, можно изучать структуру поля. Во-вторых, излучение пульсаров часто бывает высокополяризованным, что позволяет относительно легко измерять меру вращения. В-третьих, фарадеевское вращение, присущее самим пульсарам, по-видимому, отсутствует. Доказательством этого служат полное отсутствие дифференциального фарадеевского вращения вдоль среднего профиля (т. е. вариации позиционного угла одинаковы на всех частотах), отсутствие больших мер вращения для пульсаров, расположенных на высоких галактических широтах, и подобные мер вращения для пульсаров, которые близки друг к другу.

На момент создания этой книги мера вращения была определена для 61 пульсара; результаты измерений приведены в приложении. На рис. 7.5 показаны соответствующие средние значения

напряженности магнитного поля [уравнение (7.14)] по лучу зрения в зависимости от галактических координат. На рисунке видно, что при значениях долготы l от 0 до 180° преобладают отрицательные меры вращения (поле направлено от нас), а в полусфере с l от 180 до 360° — положительные меры вращения. Если исключить область вокруг центра Галактики, этой картине не соответствуют только те пульсары, которые лежат на высоких галактических широтах или на расстояниях, больших 2 кпс. Эти данные дают веские основания предполагать, что в межзвездном магнитном поле в пределах нескольких килопарсек от Солнца преобладает однородное поле, направленное примерно к точке с координатами $l = 90^\circ$ и $b = 0^\circ$. Такой вывод соответствует результатам, полученным при исследовании мер вращения внегалактических источников [100]. Аппроксимация данных по методу наименьших квадратов моделью однородного «продольного» поля для пульсаров, лежащих в пределах 2 кпс от Солнца, за исключением пульсаров в пределах 30° от $l = 0^\circ$, дает поле напряженностью $1,7 \pm 0,3$ мкГс, направленное к $l = 90 \pm 14^\circ$ [219]. Тем не менее имеются некоторые нерегулярные отклонения от этого, в основном продольного поля. Например, на рис. 7.5 видно, что для источников в пределах 30° от центра Галактики, где проекция составляющей однородного поля в направлении $l = 90^\circ$ должна быть небольшой, наблюдается магнитное поле, превышающее 4 мкГс. Кроме того, существует значительный разброс значений напряженности поля в других направлениях: после обработки по методу наименьших квадратов среднеквадратичное остаточное отклонение от аппроксимирующего значения продольного поля составляет 1,3 мкГс. Наблюдения нетеплового галактического фонового излучения и поляризации света звезд также свидетельствуют о наличии нерегулярностей в местном магнитном поле. Эти наблюдения имеют тенденцию к выделению областей с более сильным полем; например, интенсивность синхронного излучения пропорциональна $B^{(r+1)/2}$ [уравнение (4.4)], где для галактического фона r обычно составляет около 3. Северный галактический шпур представляет собой образование, которое выделяется при исследовании как галактического фонового излучения, так и поляризации света звезд. Полученное при наблюдениях близкого пульсара PSR 1822—09 ($l = 22^\circ$, $b = 1^\circ$) высокое значение составляющей магнитного поля почти без сомнения обусловлено наличием сильных полей, связанных со шпуром. Эти результаты позволяют предполагать, что в среднем отклонения от упорядоченной картины местного магнитного поля сравнимы по напряженности с продольным полем.

Для нескольких пар пульсаров с мало различающимися небесными координатами (например, пульсары PSR 1915+13 и 1929+10; PSR 1727—47 и 1747—46) мера вращения более близ-

кого источника соответствует модели продольного поля, тогда как мера вращения более далекого источника имеет противоположный знак. Очевидно, что в диске Галактики существуют обширные области, где поле по своей ориентации сильно отличается от местного магнитного поля. Возможно, гораздо больший разброс в наблюдаемых мерах вращения внегалактических источников обусловлен, по крайней мере частично, прохождением излучения через ряд таких областей.

МЕЖЗВЕЗДНОЕ РАССЕЯНИЕ

Наблюдения пульсаров на различных частотах показывают, что флуктуации интенсивности от импульса к импульсу коррелируют в широком диапазоне частот, а более медленные вариации (с характерным временем порядка десятков минут) коррелируют в гораздо меньшей ширине полосы, обычно менее 1 МГц. На рис. 7.6 показан вид обычно наблюдаемой сложной частотно-временной структуры. Рикетт [295] первым выявил, что

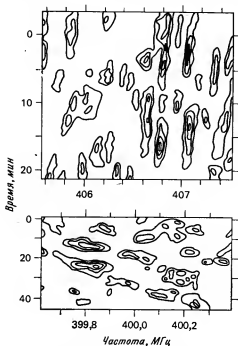


Рис. 7.6. Изолинии интенсивности импульсов для пульсаров PSR 0329+54 (вверху) и PSR 1642—03 (внизу) на частотах около 400 МГц, показанные в плоскости частота—время.

характерная ширина полосы этих спектральных деталей сильно зависит от меры дисперсии, свидетельствуя о том, что эта структура является результатом эффектов распространения и не присуща самим пульсарам. Последующие работы показали, что вид спектральной и временной модуляции, изображенной на рис. 7.6, удовлетворительно объясняется интерференцией между лучами, проходящими через межзвездную среду слегка различными путями в результате рассеяния на небольших неоднородностях распре-

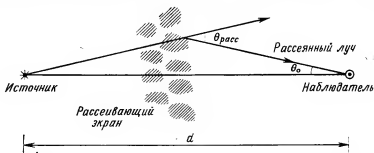


Рис. 7.7. Схематическая диаграмма, показывающая расположение источника, рассеивающего экрана и наблюдателя.

деления электронов межзвездной среды. Этот процесс рассмотрен рядом авторов; приводимая далее упрощенная модель тонкого экрана основана на анализе, сделанном Шойером [319].

Возмущение фазы луча, проходящего через неоднородность Δn_e плотности электронов с размером a , равно

$$\delta\phi = ae^2 \Delta n_e (mcv)^{-1}. \quad (7.15)$$

При распространении через среду, имеющую гауссово распределение неоднородностей с характерным размером a , среднеквадратичное возмущение фазы лучей приближенно равно

$$\Delta\phi \approx (d/a)^{1/2} \delta\phi = (da)^{1/2} e^2 \Delta n_e (mcv)^{-1}, \quad (7.16)$$

где d — расстояние между источником и наблюдателем.

Эффекты мерцаний, являющиеся следствием распространения через такую среду, можно описать приблизительно, считая, что рассеяние происходит на тонком экране, расположенном по середине между пульсаром и наблюдателем, как это показано на рис. 7.7. Мерцания точечного источника с индексом модуляции, близким к единице (в узкой полосе частот), будут происходить при условии, что рассеяние сильное, т. е.

$$\Delta\phi > \pi, \quad (7.17)$$

и многократное, так что наблюдатель видит несколько лучей из рассеивающей области. Второе условие можно записать как

$$d\theta_0 \gg a, \quad (7.18)$$

где θ_0 — угол рассеяния излучения с точки зрения наблюдателя. Для схемы, изображенной на рис. 7.7, среднеквадратичный угол рассеяния составляет

$$\theta_{\text{рас}} \approx c \Delta\phi (2\pi a\gamma)^{-1}, \quad (7.19)$$

а видимый угловой полудиаметр источника равен

$$\theta_0 \approx \frac{1}{2} \theta_{\text{рас}} \approx \frac{1}{4\pi} \left(\frac{d}{a} \right)^{1/2} \frac{e^2 \Delta n_e}{m v^2}. \quad (7.20)$$

Кроме углового уширения источника процессы рассеяния вызывают временное растяжение импульсного сигнала, а также приводят к зависимости интенсивности мерцаний как от частоты, так и от времени. Это происходит потому, что рассеянный луч, пришедший к наблюдателю под углом θ , имеет временную задержку относительно прямого луча, равную $\Delta t \approx d\theta^2/2c$. Для нормального распределения неоднородностей и, следовательно, нормального распределения углов рассеяния форма импульса представляет практически свертку с усеченной экспоненциальной функцией

$$g(t) = \begin{cases} \exp(-t/\tau_p), & t \geq 0, \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (7.21)$$

где

$$\tau_p = d\theta_0^2/c \approx \frac{1}{ac} \left(\frac{e^2 \Delta n_e}{4\pi m} \right)^2 \frac{d^2}{v^4} \quad (7.22)$$

(см., например, [70]). Мерцания возникают при интерференции прямого и рассеянного лучей, вызывающей усиление наблюдаемой интенсивности только в пределах ограниченной полосы частот. Саттон [339] показал, что, если величина $\Delta\nu$ определена как интервал между частотами, на которых коэффициент корреляции наблюдаемых флуктуаций интенсивности падает до 0,5, тогда

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_p} \approx 8\pi ac \left(\frac{m}{e^2 \Delta n_e} \right)^2 \frac{v^4}{d^2}. \quad (7.23)$$

Как можно видеть из рис. 7.6, временные флуктуации интенсивности сигнала наблюдаются, когда ширина полосы приемника меньше $\Delta\nu$. Эти флуктуации являются следствием прохождения телескопа через дифракционную картину, сформированную рассеивающим экраном. В случае сильного рассеяния

пространственный характерный масштаб картины на Земле составляет

$$r_p \approx c(v\theta_0)^{-1}. \quad (7.24)$$

Таким образом, время декорреляции для флуктуаций приближенно равно

$$\tau_s \approx r_p/v \approx c(v\theta_0)^{-1}, \quad (7.25)$$

где v — скорость движения линии Земля—пульсар относительно рассеивающего экрана. Поскольку, согласно уравнению (7.20), $\theta_0 \propto v^{-2}$, можно ожидать, что $\tau_s \propto v$. Для слабого рассеяния $\theta_0 \propto v^{-1}$, так что r_p и, следовательно, τ_s не зависят от частоты.

Более общая модель межзвездного рассеяния (или рассеяния в любой неоднородной среде) предполагает среду, свойства которой определяются пространственной функцией корреляции показателя преломления или ее фурье-преобразованием, пространственным спектром мощности. В упрощенной модели, обсуждавшейся выше, этот спектр мощности имеет гауссову форму с максимумом на пространственной частоте $q \approx 1/a$. Однако аналогичные результаты можно получить также для других законов (см., например, [314, 198]). Степенной спектр неоднородностей плотности

$$\Phi(q) = q^{-\beta} \quad (7.26)$$

дает формулы, аналогичные уравнениям (7.20), (7.22), (7.23) и (7.25) для частотной зависимости наблюдаемых параметров θ_0 , τ_p , Δv и τ_s . Если мы зададим $\kappa = \beta/(\beta - 2)$, то для случая сильного рассеяния эти параметры будут связаны с частотой следующими соотношениями:

$$\theta_0 \propto \nu^{-\kappa}, \quad (7.27)$$

$$\tau_p \propto \nu^{-2\kappa}, \quad (7.28)$$

$$\Delta v \propto \nu^{2\kappa}, \quad (7.29)$$

$$\tau_s \propto \nu^{\kappa-1}. \quad (7.30)$$

Для межзвездной среды (как и для большинства разновидностей плазмы, рассматриваемых в астрофизике) разумно предполагать $3 \leq \beta \leq 4$; в частности, колмогоровский спектр турбулентностей дает $\beta = 11/3$, и, таким образом, $\kappa = 2.2$.

Наблюдения подтвердили изложенные выше основные теоретические соображения, хотя некоторые аспекты, например вид пространственного спектра мощности $\Phi(q)$, еще предстоит подвергнуть соответствующей проверке. Мьютел и др. [246], используя интерферометрию с большими базами, попытались проверить частотную зависимость $\theta_0 \propto \nu^{-2}$, предсказываемую гауссовой

моделью и уравнением (7.20). Действительно, наблюдаемый показатель степени в пределах от 26 до 115 МГц близок к -2 , но, как видно из уравнения (7.27), аналогичная зависимость предполагается и в случае степенного спектра с β , близким к 4. Итак, спектр флуктуаций межзвездного распределения электронов еще предстоит определить экспериментально.

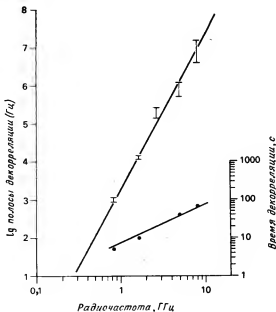


Рис. 7.8. Ширина полосы декорреляции $\Delta\nu$ и время декорреляции τ_c для пульсара в созвездии Парусов в зависимости от частоты. Наклон аппроксимирующей прямой равен 4 для полосы декорреляции и 1 для времени декорреляции [15].

Прямые измерения величин τ_p , $\Delta\nu$ и τ_c в основном согласуются с теорией. Например, результаты измерений Баккером ширины полосы декорреляции $\Delta\nu$ для пульсара в созвездии Парусов очень точно аппроксимируются зависимостью ν^4 (рис. 7.8). Однако, Ивинг и др. [91] обнаружили, что для пульсара PSR 1133+16 данные наблюдений согласуются с прямой, имеющей наклон $2,6 \pm 0,6$. Возможно, для пульсаров с низкой дисперсией условия многократного рассеяния на более высоких частотах начинают нарушаться.

Кроме того, из уравнения (7.23) вытекает, что ширина полосы декорреляции должна быть обратно пропорциональна

квадрату расстояния d до пульсара, которое в свою очередь пропорционально мере дисперсии DM . Как видно из рис. 7.9, данные наблюдений приблизительно соответствуют теории, хотя лучше аппроксимируются зависимостью $(DM)^{-3}$. Это различие застав-

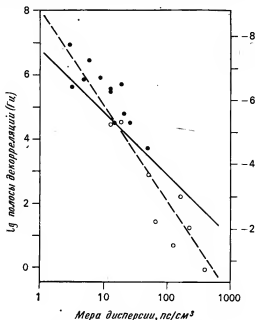


Рис. 7.9. Ширина полосы декорреляции $\Delta\nu$ на частоте 318 МГц в зависимости от меры дисперсии. Темные кружки соответствуют прямым измерениям $\Delta\nu$, светлые кружки представляют значения, полученные из измерений уширения импульсов τ_p с использованием уравнения (7.23). Данные измерений на других частотах были пересчитаны в предположении зависимости ν^4 . Наклон сплошной прямой, соответствующей теоретической зависимости, равен -2 , однако данные наблюдений лучше согласуются со штриховой прямой, имеющей наклон -3 [339].

ляет предполагать, что для пульсаров с большими дисперсиями рассеяние более значительно. Однако общая картина наблюдательных данных, по-видимому, искажена вследствие недостатка измерений пульсаров, отличающихся высокой дисперсией и слабым рассеянием.

Измерения зависимости τ_s от частоты в основном соответствуют модели тонкого экрана, описанной выше (см., например, [78]). На рис. 7.8 приведены данные для пульсара в созвездии Парусов. На основании уравнений (7.20) и (7.25) следует ожидать, что τ_s изменяется как $(DM)^{-1/2}$, однако Баккер [16] обна-

ружил, что время декорреляции примерно пропорционально $(DM)^{-1}$, хотя и существует значительный разброс данных. В этом случае также предполагается более сильное рассеяние для пульсаров с высокой дисперсией.

Для гауссовой модели величину $\Delta n_e a^{-1/2}$ можно вычислить из уравнения (7.23), если известны характерная ширина полосы $\Delta\nu$ и расстояние до пульсара d . Кроме того, если известна частота перехода между слабым и сильным рассеянием (где $\Delta\phi \approx \pi$), то $\Delta n_e a^{1/2}$ можно определить из уравнения (7.16) и оценок Δn_e и a , полученных независимо. Наблюдения Даунса и Ричли [78] на частоте 2388 МГц позволяют предположить, что для многих наиболее мощных пульсаров частота перехода равна примерно 1 ГГц. Обычно получаемые значения для Δn_e составляют $(1-5) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$, а значения a лежат в интервале $(1-10) \times 10^{10} \text{ см}$, хотя имеются и некоторые заметные отклонения от этих значений. Например, Баккер [15] показал, что для пульсара в созвездии Парусов Δn_e примерно в 100 раз больше, чем приведенные выше типичные значения этой величины. Аналогичное увеличение флуктуаций обнаруживается в направлении на центр Галактики. Средняя плотность электронов в диске Галактики приблизительно равна $0,03 \text{ см}^{-3}$, так что флуктуации плотности, ответственные за мерцания, довольно слабы. Значение, полученное для a , не имеет глубокого физического смысла в качестве характерного размера в межзвездной среде, потому что наблюдения мерцаний выборочно выделяют некоторый размер неоднородностей, соответствующий первой зоне Френеля $(dc/2v)^{1/2}$.

Мерцания наблюдаются только в том случае, если диаметр источника меньше, чем масштаб дифракционной картины на Земле r_p . Иначе, при центральном расположении экрана дифракционные картины, создаваемые различными частями источника, накладываются друг на друга и исчезают. Соображения, касающиеся времени распространения света в излучающей области (гл. 10), показывают, что размер пульсаров гораздо меньше типичного значения r_p (10^4-10^5 км), так что указанное условие легко выполняется. Для других типов радионисточников мерцания происходят только в том случае, когда угловой размер источника удовлетворяет неравенству

$$\theta_s \lesssim r_p/d \approx \frac{4\pi m c v a^{1/2}}{e^2 \Delta n_e d^{1/2}}. \quad (7.31)$$

Принимая для a и Δn_e значения, найденные из наблюдений пульсаров, и полагая длину пути через рассеивающую среду равной 1 кпс, из соотношения (7.31) получаем, что источник будет мерцать на частоте 1 ГГц только в том случае, если его угловой размер θ_s меньше $10^{-5}-10^{-6}$. Наблюдения компактных

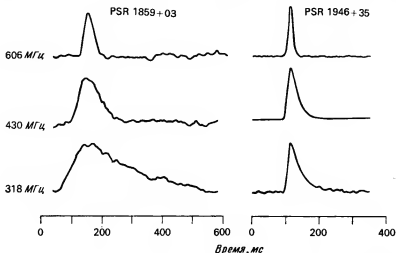


Рис. 7.10. Средние профили импульсов пульсаров PSR 1859+03 и PSR 1946+35 на трех частотах, показывающие экспоненциальное уширение импульсов, вызванное межзвездными мерцаниями [192].

внегалактических радионисточников [64] не обнаруживают мерцаний межзвездного происхождения, а это означает, что их диаметры больше предельного размера θ_s .

Прямые наблюдения уширения импульсов дают результаты, в основном согласующиеся с уравнением (7.22), из которого следует, что форма импульса практически представляет свертку с усеченной экспоненциальной функцией с постоянной времени, пропорциональной d^2/ν^4 . Это соотношение показывает, что эффект уширения гораздо сильнее выражен на низких радиочастотах и для более далеких пульсаров, имеющих большую дисперсию. На рис. 7.10 показаны средние профили пульсаров PSR 1859+03 и PSR 1946+35 ($DM = 402$ и 129 пс/см³ соответственно) на трех частотах. На низких частотах в профилях этих пульсаров наблюдается заметный «хвост» приблизительно экспоненциальной формы. Достоверные измерения как τ_p , так и $\Delta\nu$ выполнены только для нескольких пульсаров и только на разных частотах. Для пульсара PSR 0833—45 Баккер [16] нашел экстраполяцией, что на данной частоте $2\pi\tau_p\Delta\nu \approx 1$ в согласии с уравнением (7.23).

Уширение импульсов пульсара в Крабовидной туманности PSR 0531+21 оказывает сильное влияние на наблюдаемые формы импульсов на частотах ниже 200 МГц, поскольку τ_p имеет тот же порядок величины, что и период пульсара P . Когда τ_p

больше периода пульсара, наблюдаемый поток в импульсе уменьшается, поскольку экспоненциальный «хвост» одного импульса накладывается на начало другого и практически становится частью стационарного фона. Для случая $\tau_p \gg P$ Кронин [70] показал, что поток в импульсе пропорционален v^4 , поэтому рассеяние приводит к резкому низкочастотному «завалу» в спектре импульсов. Как описано в гл. 4, для пульсара в Крабовидной туманности этот «завал» наблюдается на частоте около 100 МГц.

Регистрация формы импульсов пульсара в Крабовидной туманности в течение длительного времени позволила обнаружить, что со временем происходят изменения как степени рассеяния, так и вида функции рассеяния. Используя данные наблюдений на нескольких частотах между 74 и 430 МГц, Ранкин и Каунсельман [282] показали, что функция рассеяния вида $(t/\tau_1) \times \exp(-t/\tau_2)$, которая представляет рассеяние на двух пространственно разнесенных тонких экранах, согласуется с этими наблюдениями. Кроме того, степень рассеяния одним из экранов изменялась с характерным временем порядка нескольких недель, означая, что этот экран может быть расположен в пределах Крабовидной туманности. Для стационарного экрана, который предположительно относят к межзвездной среде, параметр $v^4 \tau_p$ имел значение около $6 \cdot 10^5$ с·МГц⁴. Значение этого параметра для второго экрана в среднем составляло $12 \cdot 10^5$ с·МГц⁴, начиная с мая 1969 г. и кончая августом 1970 г., когда в течение четырех недель оно упало практически до нуля. Дальнейшие наблюдения Лайна и Торна [210] показали, что степень рассеяния в течение первой половины 1974 г. очень сильно возросла и достигла максимума около $800 \cdot 10^5$ с·МГц⁴ в ноябре 1974 г. Несколько раз функция рассеяния имела два или несколько различных пика, причем эти детали сохранялись по крайней мере в течение нескольких суток. Такое явление означает наличие двух или нескольких дискретных рассеивающих областей, разнесенных на существенное расстояние друг от друга (объяснение дифференциальной временной задержки). Почти нет сомнения, что эти сильные изменения рассеяния происходят в самой Крабовидной туманности, поскольку в случае экрана, расположенного на значительном расстоянии от пульсара, они означали бы чрезмерно большие плотности и скорости электронов. Чтобы объяснить наблюдаемое рассеяние в случае экрана, расположенного в окрестности «жгутов» (гл. 4), требуются флуктуации плотности электронов приблизительно 130 см^{-3} . Лайн и Торт предполагают, что значительное усиление рассеяния можно связать с примерно одновременным уменьшением энергии импульсов (см. рис. 4.7). Поскольку увеличения меры дисперсии, связанного с ростом рассеяния, не наблюдалось, этот рост, вероятно,

обусловлен увеличением относительной амплитуды флуктуаций, а не возрастанием полной плотности рассеивающей области. У других пульсаров переменность параметров рассеяния не наблюдалась.

Тщательное изучение профилей импульсов других пульсаров, для которых рассеяние играет важную роль, показывает, что в большинстве случаев передний фронт профиля не настолько крут, как это можно было бы ожидать, если бы функция рассеяния представляла простую экспоненту. При сравнении наблюдаемых профилей импульсов с теоретическими моделями Уильямсон [382] нашел, что профили наилучшим образом согласуются с моделью протяженного экрана, толщина которого составляет не более одной четверти расстояния до пульсара, или с моделью двух тонких экранов, отстоящих друг от друга менее чем на $\frac{1}{8}$ расстояния до пульсара. Несмотря на всю свою привлекательность, модель, в которой рассеивающая среда заполняет все пространство между пульсаром и наблюдателем, исключается из рассмотрения имеющимися данными. По-видимому, степень рассеяния не коррелирует с наличием известных областей НП по лучу зрения, а сильное рассеяние, наблюдаемое для пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов, позволяет предполагать, что вызывающие его флуктуации связаны преимущественно со старыми остатками сверхновых.

Спектры мерцаний, подобные показанным на рис. 7.6, по виду часто бывают квазипериодическими, особенно в случае пульсаров с низкими дисперсиями. Это говорит о том, что число независимых лучей, достигающих наблюдателя, довольно мало. Волшан, Хессе и Зибер [389] применили моделирование на ЭВМ, чтобы оценить число таких лучей для ряда различных пульсаров. Для пульсара PSR 0329+54 число таких лучей около трех, тогда как для пульсара PSR 1933+16 оно равно 10—20. Спектральные детали многих пульсаров обнаруживают медленный и систематический дрейф по частоте. Например, картины, изображенные на рис. 7.6 для пульсаров PSR 0329+54 и PSR 1642—03, дрейфуют со скоростью около —0,2 и 0,4 кГц/с соответственно. Обычно общая картина дрейфа сохраняется лишь в течение ограниченного промежутка времени, а его направление может изменяться на обратное. Природу дрейфа можно понять исходя из относительного движения Земли через интерференционную картину, сформированную несколькими лучами, имеющими различные задержки при распространении через среду [91]. Вычисленные значения скоростей дрейфа порядка 100 км/с вполне согласуются со скоростями пульсаров, получаемыми из исследования их собственного движения (гл. 8).

Скорость v можно вычислить из уравнений (7.22) и (7.25), если для данного пульсара выполнить измерения как характер-

ного времени уширения импульсов τ_p (или ширины полосы декорреляции $\Delta\nu$), так и времени декорреляции τ_c предпочтительно на одной и той же частоте. Значения скорости, полученные для различных пульсаров, лежат в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен километров в секунду. Более непосредственные измерения характерного размера картины мерцаний r_p и проекции скорости ее движения относительно Земли можно выполнить, находя взаимную корреляцию амплитуд флуктуаций, наблюдаемых на двух или более пунктах. Голт и Лайн [99] обнаружили, что наблюдавшиеся задержки для пульсара PSR 0329+54 соответствовали скорости 360 км/с, направленной примерно вдоль плоскости Галактики. Последние интерферометрические измерения собственного движения этого пульсара дают меньшую пространственную скорость около 170 км/с. Рикетт и Ленг [298] нашли, что флуктуации пульсара PSR 1133+16, наблюдавшиеся на пунктах, разнесенных на ~ 5000 км, были хорошо коррелированы, что соответствует $r_p > 5000$ км, тогда как временная задержка изменялась, причем в одном случае произошла даже смена знака на противоположный. Из наблюдений моментов прихода импульсов (гл. 6) и интерферометрических измерений (гл. 8) видно, что пульсар PSR 1133+16 имеет высокую пространственную скорость. Очевидно, ни скорость пульсара, ни скорость межзвездной среды не могут изменяться с таким коротким характерным временем, поэтому ясно, что значения скорости, полученные из измерений межзвездных мерцаний с использованием упрощенного метода, описанного выше, не очень достоверны. Сли и др. [329] установили, что, если собственные вариации интенсивности происходят с тем же характерным временем, что и вариации мерцаний, значения временных задержек будут занижаться, а значения скоростей завышаться. После компенсации этого эффекта для ряда пульсаров они получили скорости от 40 до 120 км/с. Если скорости, получаемые из наблюдений мерцаний, слишком малы или изменяют свой знак, это свидетельствует о неприменимости упрощенной модели тонкого экрана в данном случае. Ушински [362] показал, что для протяженной среды, содержащей слой с движением поперек луча зрения, видимые скорости движения картины мерцаний могут быть или слишком велики, или чрезмерно малы и что относительно малые изменения в пути луча могут приводить к значительным вариациям видимой скорости, включая и изменение ее знака. Таким способом, вероятно, можно объяснить противоречивые значения скоростей, получаемые по измерениям мерцаний.

СТАТИСТИКА ПУЛЬСАРОВ И ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ГАЛАКТИКЕ

Без сомнения, будет обнаружено еще много пульсаров, которые не были открыты ранее либо вследствие их низкой собственной светимости и значительной удаленности, либо потому, что Земля не попадает в диаграмму их излучения, а также из-за других наблюдательных эффектов селекции, обусловленных методами проведения обзоров. Было бы очень полезно знать частотные распределения, которые описывают относительное число пульсаров в зависимости от периода, высоты над галактической плоскостью и расстояния от центра Галактики, а также в зависимости от светимости пульсаров. Однако, прежде чем обсуждать эти распределения, следует тщательно оценить эффекты селекции. Разумеется, для того, чтобы распределения имели смысл, необходимо также знать расстояния до пульсаров. Поэтому мы начнем данную главу с обсуждения вопроса об определении этих расстояний.

РАССТОЯНИЯ ДО ПУЛЬСАРОВ

В гл. 7 было показано, что средняя плотность электронов $\langle n_e \rangle$ для значительной части галактического диска мало отличается от $0,03 \text{ см}^{-3}$ и что эквивалентная полутолщина слоя электронов составляет примерно 1000 пс, что значительно больше, чем полутолщина распределения пульсаров. Исходя из этой информации, мы можем оценить расстояние до любого пульсара из его меры дисперсии DM и галактической широты. Если плотность электронов экспоненциально уменьшается в направлении z со шкалой высот h_e , то расстояние до пульсара может быть определено из соотношения

$$d = \frac{-h_e}{\sin |b|} \ln \left[1 - \frac{DM \sin |b|}{h_e \langle n_e \rangle} \right]. \quad (8.1)$$

Заметим, что в предельном случае при $DM \sin |b| \rightarrow 0$ эта формула приводит к простому соотношению

$$d = DM \langle n_e \rangle, \quad (8.2)$$

которое является адекватным приближением для многих пульсаров.

Если на луче зрения есть область III, вносящая существенный вклад DM^* в меру дисперсии пульсара, то лучшая оценка расстояния получится, если в уравнении (8.1) использовать «исправленную» меру дисперсии $DM - DM^*$. Прентис и тер Хаар [275] показали, что для областей III, окружающих видимые звезды O и B классов или OB-ассоциации, значения DM^* можно вычислить достаточно точно. Обычно эти поправки составляют 5—15 пс/см³ и поэтому представляют значительную часть полной меры дисперсии только для расстояний $d \leq 1$ кпс. Используя уравнение (8.1) и учитывая вклад областей III в пределах 1 кпс, мы вычислили расстояния до всех пульсаров, для которых нет других независимых измерений. Полученные значения приведены в приложении. Сравнение расстояний, определенных из меры дисперсии, с независимо измеренными расстояниями (табл. 7.1) показывает, что три четверти значений отличаются друг от друга в пределах 0,6—1,7 раза. Это относительно небольшое различие свидетельствует о том, что масштаб расстояний является статистически достоверным, хотя некоторые расстояния могут быть ошибочными в два и более раза.

ПОИСК ПУЛЬСАРОВ И СЕЛЕКЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Около одной шестой всех известных пульсаров были открыты при непосредственной записи сигнала с выходов приемника на самописцы и последующем визуальном поиске импульсных сигналов на этих записях. Эти методы не используют свойства периодичности и диспергированности отыскиваемого сигнала и в основном «настроены» на одиночные импульсы с шириной, равной эффективной постоянной времени регистрирующей аппаратуры. Следовательно, эти методы не реализуют идеальной чувствительности, которая может быть достигнута с используемыми антеннами и приемниками.

Обзор неба для поиска неизвестных пульсаров является сложным пятимерным процессом, так как априорно неизвестны небесные координаты (α , δ), период P , мера дисперсии DM и ширина импульса W_e нового пульсара. Как только эти величины становятся известными, дальнейшие наблюдения объекта выполняются относительно легко, так как можно применить методы обработки сигнала после детектирования, чтобы оптимизировать систему в отношении соответствующих значений P , DM и W_e . Следовательно, идеальная методика обнаружения пульсаров должна позволять проведение поиска по всем возможным комбинациям α , δ , P , DM и W_e .

Желаемой избирательности в отношении данной комбинации периода и ширины импульса можно достичь фурье-анализом или усреднением сигнала (см., например, [204, 335]). Используя многоканальный приемник и устройство для задержки протектированных сигналов и последующего их суммирования [348], можно получить избирательность по дисперсии. Эти условия предполагают применение ЭВМ, которые показали свои преимущества при последних обзорах пульсаров.

Успешный поиск пульсаров выполнили 10 различных групп, которые использовали по меньшей мере столько же различных методов и наблюдали на частотах от 81,5 до 1720 МГц. Таким образом, селекционные эффекты, которые определили выборку известных пульсаров, весьма разнообразны. Однако 110 пульсаров были обнаружены впервые в трех сравнительно обширных обзорах, проведенных в обсерваториях Молонгло, Джодрелл-Бэнк и Аресибо*. Поэтому детальная информация об этих трех обзорах, выполненных на частотах около 400 МГц, будет достаточна для определения большинства соответствующих критериев селекции. Некоторые данные об этих трех обзорах суммированы в табл. 8.1. При наблюдениях в обсерватории Молонгло [194] использовалось плечо «восток—запад» креста Миллса в режиме «расщепленной» диаграммы направленности, два веерных луча которой имели ширину на уровне половинной мощности 4° по склонению и $1,5'$ по прямому восхождению и были разнесены по прямому восхождению на $3'$. Сигналы от пульсаров выявлялись при визуальном просмотре записей на самописце. Большая часть неба южнее $\delta = +20^\circ$ была исследована в ходе обзора по крайней мере один раз, причем любая данная область находилась в пределах диаграммы направленности в течение $6/\cos \delta$ с. Большая часть плоскости Галактики в интервале долгот между 220 и 45° для широт менее 10° исследовалась повторно с использованием компенсатора дисперсии для повышения чувствительности к пульсарам с высокой дисперсией (до 400 пс/км³). Минимальная обнаружимая плотность потока в этом обзоре являлась функцией яркостной температуры фона, периода и меры дисперсии. Для типичных значений $P = 0,5$ с, $DM \leq 150$ пс/см³ вдали от плоскости Галактики этот предел составлял приблизительно 80 мЯн.

В Джодрелл-Бэнк было применено несколько различных методов поиска пульсаров, из которых самым успешным оказался

* При втором обзоре, выполненном на радиотелескопе в Молонгло [403], был применен поиск с помощью ЭВМ по всем пяти параметрам α , δ , P , DM и W , при этом обнаружено 155 пульсаров. Эти пульсары включены в приложение, но в данной главе не обсуждаются, так как анализ обзора в свете пульсарной статистики и распределения в Галактике еще не завершен.

метод Дэвиса, Лайна и Сейрадакиса [75, 76]. Для поиска периодичностей в интервале от 0,16 до 1,45 с использовался 76-метровый телескоп Марк IA совместно с ЭВМ, работающей в реальном масштабе времени. В областях $-8^\circ < l < 115^\circ$, $|b| < 9^\circ$ и $115^\circ < l < 240^\circ$, $|b| < 4^\circ$ было просмотрено более 5000 площадок (ширина диаграммы по половинной мощности $0,7^\circ$), причем на каждую из них затрачивалось около 11 мин. Диспергированность сигналов не использовалась, однако применяемая ширина полосы 4 МГц была достаточно мала, так что для значений дисперсии вплоть до 250 пс/см^3 сохранялась высокая чувствительность. Предельная плотность потока в этом обзоре составляла около 15–30 мЯн в зависимости от яркостной температуры фона.

Обзор с наибольшей чувствительностью был выполнен группой из Массачусетского университета, использовавшей 305-метровый телескоп в Аресибо [165, 167]. Эта группа использовала 64-канальный приемник с ЭВМ, которая выполняла трехмерный поиск по периоду, мере дисперсии и ширине импульса. Для значений периода $0,03 < P < 3,9 \text{ с}$, меры дисперсии $0 < DM < < 1280 \text{ пс/см}^3$ и относительной ширины импульса $0,016 < W_e/P < < 0,125$ была достигнута почти оптимальная чувствительность. Вследствие особенностей конструкции антенны обзор в Аресибо был ограничен двумя небольшими секторами галактической плоскости. Почти полностью была охвачена область $42^\circ < l < 60^\circ$, $|b| < 4^\circ$ и исследовано около 24 квадратных градусов области $182^\circ < l < 197^\circ$, $|b| < 4^\circ$. Предельная чувствительность составляла примерно 1,5 мЯн.

В Молонгло проводился по существу полный обзор неба, поэтому открытые там пульсары относительно свободны от эффектов селекции, связанных с положением на небе. Несмотря на то что в этом обзоре большая чувствительность соответствует высоким галактическим широтам, где излучение фона слабее, более половины открытых в Молонгло пульсаров имеют галактическую широту менее 10° . Этот факт показывает, что пульсары принадлежат к населению диска Галактики, и означает, что ограничение более чувствительных пульсарных обзоров низкими галактическими широтами не привело к пропуску очень большого числа пульсаров. Этот вывод подтверждается также распределениями пульсаров по высоте z над плоскостью Галактики и по проекции расстояния r от Солнца, показанными на рис. 8.1. Большинство более далеких пульсаров в этой выборке было обнаружено в обзорах обсерваторий Джодрелл-Бэнк и Аресибо, которые ограничивались широтами $|b| < 9^\circ$ и $|b| < 4^\circ$ соответственно. Эти ограничения по b не оказывают значительного влияния на наблюдаемое z -распределение далеких пульсаров; более

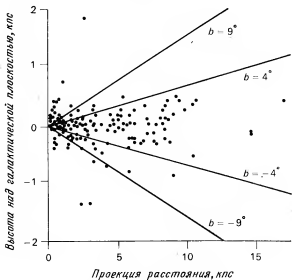


Рис. 8.1. Распределение 149 пульсаров, известных к 1976 г., по высоте над галактической плоскостью $z = d \sin b$ и проекциям расстояний от Солнца $r = d \cos b$, где d — расстояние до пульсара. Обзоры обсерваторий Джодрелл-Бэнк и Массачусетского университета — Аресибо ограничивались областями $|b| < 9^\circ$ и $|b| < 4^\circ$, отмеченными прямыми линиями.

того, по существу, оно такое же, как и z -распределение близких пульсаров. Таким образом, ограниченный охват по широте высокочувствительных обзоров лишь в слабой степени влияет на выборку известных пульсаров.

Обзоры обсерваторий Молонгло и Джодрелл-Бэнк имели пониженную чувствительность по отношению к пульсарам с короткими периодами ($P \leq 0,3$ с) или высокой дисперсией ($DM \geq 150$ пс/см³). С другой стороны, обзор, проведенный в Аресибо, сохранял свою полную чувствительность вплоть до $DM = 1280$ пс/см³ и был лишь в два раза менее чувствителен по отношению к пульсарам с периодами короче 0,06 с. Как показано на рис. 8.2, пульсары, открытые в Аресибо, имеют распределение периодов, очень похожее на распределение периодов всех известных пульсаров; иначе говоря, изменение чувствительности не оказывает сильного влияния на наблюдаемое распределение периодов, которое должно соответствовать истинному распределению. Дефицит пульсаров с периодами около 1,0 с, по-видимому, является реальным и позволяет предположить, что суще-

Три основных обзора, в ходе которых было открыто 110 из 149 известных пульсаров

	Молвингло	Джозрела-Банк	Массачусетский университет
Антенна	Крест Миллса	Марк IA	Аресибо
Чувствительность, К/Ян	~ 5	~ 1,1	~ 14
Ширина диаграммы	$1,5' \times 4,0^\circ$	42'	10'
Метод поиска	По записи на бумажную ленту	Поиск на ЭВМ по перно-дам	Поиск на ЭВМ по перно-дам и дисперсиям
Площадь неба, в которой проводился поиск, ср	7	1,0	0,05
Область обзора плоскости Галактики	$45^\circ < l < 220^\circ$	$115^\circ < l < 250^\circ, b < 4^\circ$ $-8^\circ < l < 115^\circ, b < 9^\circ$	$42^\circ < l < 60^\circ$ $182^\circ < l < 197^\circ$ (часть) $ b < 4^\circ$
Шумовая температура приемника $T_{\text{пр}}, \text{К}$	600	110	130
Минимальная плотность потока S_0 , мЯн	80	15	1,5
Мера дисперсии DM_0 , для которой чувствительность обзора уменьшается в $\sqrt{2}$ раз, пс/см ³	150	250	1 280
Число открытых пульсаров	31	39	40

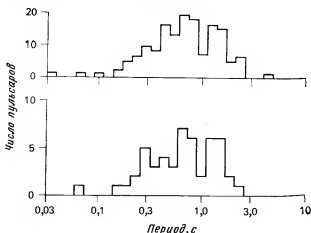


Рис. 8.2. Распределение периодов 149 пульсаров, известных к 1976 г. (вверху), и 50 пульсаров, обнаруженных в Аресибо (внизу). Эффекты наблюдательной селекции сильно не искажают ни одну из гистограмм; в пределах статистических ошибок гистограммы представляют истинное распределение периодов пульсаров.

ствует два различных класса пульсаров*. Возможно, например, что большинство пульсаров с периодами менее 1 с родилось в двойных системах и получило дополнительный момент количества движения во время стадии переноса массы (см. гл. 5).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ

В этом разделе мы получим оценки, вначале полуколичественные, а затем более точные, для набора функций, которые описывают распределение пульсаров по светимости и по положению в Галактике. Представляется удобным подразделить эти распределения на три независимые функции $\rho_z(z)$, $\rho_R(R)$ и $\Phi(L)$, такие, что полное число пульсаров на единицу площади, спроецированной на галактический диск с расстоянием до центра R , равно

$$D(R) = \rho_R(R) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_z(z) dz \int_0^{\infty} \Phi(L) \frac{dL}{L}. \quad (8.3)$$

* В группе пульсаров, обнаруженных при втором обзоре, выполненном в обсерватории Мононгло, этот дефицит отсутствует, что уменьшает его значимость.

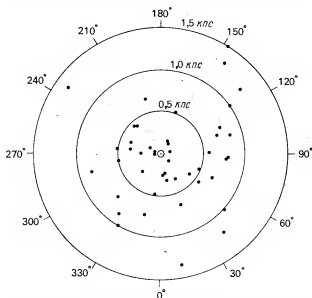


Рис. 8.3. Проекция пульсаров на плоскость Галактики в пределах 1500 пс от Солнца (выборка из 149 пульсаров, известных к 1976 г.).

Использование трех независимых распределений является допустимым приближением, поскольку, как показали Лардж [193] и Сейрадакис [322], корреляция величин R , z и L между собой слабая или отсутствует вообще. Мы нормируем первые две функции так, чтобы $\rho_R(10 \text{ кпс}) = 1$ и $\int \rho_z(z) dz = 1$. Тогда функция $\Phi(L)$, которая относится к окрестности Солнца, будет иметь размерность (число пульсаров)/[кпс² · (логарифмический интервал светимости)].

Сначала рассмотрим пульсары в ближайшей окрестности Солнца. На рис. 8.3 показана проекция этих пульсаров на галактическую плоскость в пределах 1500 пс от Солнца. Хотя, как предполагается, Солнце находится на внутреннем крае местного спирального рукава, можно заметить, что близкие пульсары более многочисленны в направлении к центру Галактики, чем в противоположной полусфере, и что число известных пульсаров на единицу объема уменьшается с увеличением расстояния от Солнца. Ниже мы докажем, что первый из упомянутых эффектов существует в действительности и является следствием уменьшения числа пульсаров на расстояниях от центра Галактики, больших 10 кпс. Разумеется, кажущаяся высокая плотность пульсаров в близких окрестностях Солнца обусловлена не

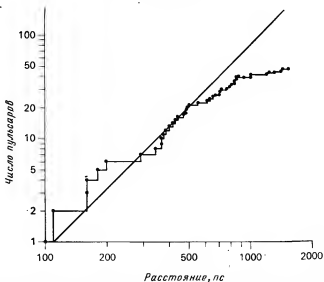


Рис. 8.4. Число пульсаров (в выборке из 149 пульсаров, известных к 1976 г.) с расстояниями от Солнца, меньшими d , в зависимости от d . При $d \geq 500$ пс выборка становится явно неполной (наклон аппроксимирующей кривой равен 2).

реальным эффектом, а трудностью обнаружения пульсаров с низкой светимостью на больших расстояниях.

Распределение близких пульсаров относительно галактической плоскости соответствует $\langle |z| \rangle = 153$ пс. Возможно, это значение ниже истинной характерной высоты распределения пульсаров в окрестности Солнца, так как многие из этих объектов были обнаружены в низкоширотных обзорах, при которых вероятность открытия близких пульсаров с большим $|z|$ ниже. Вполне разумно сделать вывод, что полутолщина распределения пульсаров в окрестности Солнца составляет примерно 200 пс.

Если бы пульсары были распределены по галактическому диску однородно, то мы могли бы ожидать, что $N(d)$ (число пульсаров с расстояниями от Солнца, меньшими d) увеличивается как d^3 при $d < 200$ пс и как d^2 при $d > 200$ пс. Наблюдаемая диаграмма $N(d)$ для $d < 1500$ пс, показанная на рис. 8.4, находится в удовлетворительном согласии с этим предсказанием вплоть до расстояний $d \approx 500$ пс. В обзорах на больших расстояниях часть пульсаров (тем большая, чем больше расстояние), очевидно, упущена. В окрестности 500 пс от Солнца известно 20 пульсаров, так что нижний предел локальной плотности активных пульсаров составляет 25 кпс^{-2} .

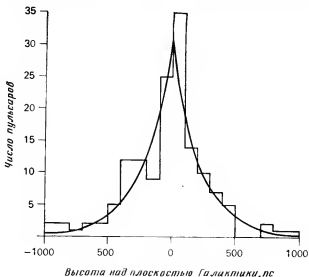


Рис. 8.5. Распределение 149 пульсаров по высоте z над плоскостью Галактики. Вписанная в наблюдаемое распределение кривая представляет наилучшее приближение, соответствующее экспоненциальному распределению с характерной высотой 230 пс.

Если окрестность Солнца является типичной для области галактического диска, то более чувствительные обзоры должны обнаружить более далекие пульсары с похожими физическими характеристиками и распределением по z . Действительно, такие пульсары наблюдаются. На рис. 8.5 показано распределение пульсаров по z . Среднее расстояние этих объектов от галактической плоскости составляет $\langle |z| \rangle = 230$ пс. Аппроксимирующая кривая на рис. 8.5 представляет экспоненциальное распределение с характерной высотой $h_p = 230$ пс, которая, как было показано в гл. 7, находится в хорошем согласии с данными. При рассмотрении значений $\langle |z| \rangle$ для выборок пульсаров, представляющих области, помимо окрестности Солнца, становится очевидным, что характерная высота h_p не зависит сильно от положения в Галактике. Например, 17 пульсаров с $DM \geq 200$, обнаруженных в обсерватории Аресибо, представляют область приблизительно от 7 до 14 кпс от Солнца в направлении $l \approx 50^\circ$; для этих пульсаров $\langle |z| \rangle = 250 \pm 40$ пс. Аналогично этому для восьми обнаруженных в обсерватории Джодрелл-Бэнк пульсаров со значениями $DM > 100$ и $|l| < 30^\circ$, соответствующими области, лежащей примерно посередине между Солнцем и центром Галактики, характерная высота составляет $\langle |z| \rangle = 260 \pm 60$ пс.

В обоих случаях имеется небольшой эффект наблюдательной селекции, уменьшающий число пульсаров с малыми $|z|$, так как излучение фона вблизи $b = 0$ сильнее. Мы делаем заключение, что распределение

$$p_z(z) = \left(\frac{1}{460}\right) \exp\left[-\frac{|z|}{230 \text{ пс}}\right] \quad (8.4)$$

является хорошим приближением к нормированному распределению пульсаров в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики.

Существует ряд доказательств, что на галактоцентрических расстояниях, меньших 10 кпс, пространственная плотность пульсаров выше, чем на расстояниях, больших 10 кпс. Одним из таких доказательств является тот факт, что значительное большинство известных пульсаров находится в пределах долгот $\pm 90^\circ$ от центра Галактики. Как упоминалось выше, по-видимому, это верно даже для пульсаров с расстояниями 1—2 кпс от Солнца, и можно сделать вывод, что градиент пространственной плотности относительно галактоцентрического расстояния отрицателен на расстоянии, соответствующем положению Солнца. Тот же вывод можно сделать при изучении долготного распределения пульсаров, обнаруженных в обсерватории Джодрелл-Бэнк [208]. Отношение пространственной плотности пульсаров, наблюдаемых в направлении центра Галактики, к плотности в направлении антицентра равно примерно 3 : 1, причем рассматриваемые пульсары лежат обычно на расстояниях от 2 до 4 кпс от Солнца. Таким образом, пространственная плотность пульсаров должна расти с уменьшением R , по крайней мере в пределах ~ 6 кпс от центра Галактики.

Еще одна особенность распределения пульсаров по R иллюстрируется рис. 8.6, который представляет собой график плотности потока пульсаров в зависимости от расстояния (или, что почти эквивалентно, от меры дисперсии). Диаграмма показывает равномерное распределение на всех дисперсиях вплоть до 300 пс/см²; лишь несколько пульсаров имеют большие расстояния, несмотря на то что обзор Массачусетского университета — Аресибо далеко не достигал предела чувствительности при этом значении дисперсии. Наиболее простое объяснение отсутствия пульсаров с плотностями потока $> 1,5$ мЯн и дисперсиями > 300 пс/см² состоит в том, что обзор Аресибо распространяется до края Галактики, по крайней мере в отношении распределения пульсаров. Шкала расстояний, использованная при построении рис. 8.6, позволяет предположить, что этот край находится на расстоянии около 10 кпс от Солнца, или приблизительно 8,5 кпс от центра Галактики. Однако в рассматриваемом направлении $l \approx 50^\circ$ средняя плотность электронов в плоскости Галактики, по-

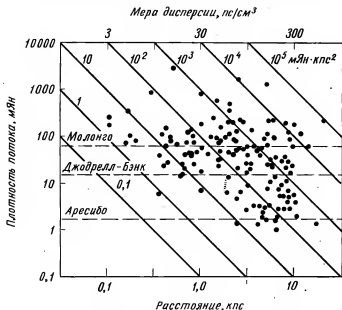


Рис. 8.6. Распределение 149 пульсаров по плотности потока (на частоте 400 МГц) и по расстоянию от Солнца. Верхняя шкала отмечает приближенные значения меры дисперсии. Штриховые линии примерно соответствуют порогам обнаружения трех основных пульсарных обзоров; сплошные наклонные линии разделяют пульсары на классы по светимостям, отличающимся друг от друга в 10 раз, от 0,1 до 10^5 мЯн·кпс². Для дисперсий вплоть до 1280 пс/см³ обзор, проведенный в Аресибо, сохранял полную чувствительность, так что дефицит пульсаров с $DM > 300$ пс/см³ является реальным эффектом.

видимому, аномально низка (см. рис. 7.3), поэтому «срез» распределения, возможно, соответствует расстоянию 15 кпс от Солнца, или 11,5 кпс от центра Галактики.

По данным обзоров, выполненных в обсерваториях Джодрелл-Бэнк и Аресибо [352], можно дать количественную оценку относительной пространственной плотности пульсаров в зависимости от галактоцентрического расстояния $\rho_R(R)$ и светимости $\Phi(L)$. Каждый из этих обзоров был достаточно систематическим, чтобы определить минимально обнаружимую плотность потока S_{\min} в зависимости от галактических широты и долготы и от меры дисперсии. С достаточным приближением предельная чувствительность обнаружения равна

$$S_{\min} = S_0 \left(1 + \frac{DM}{DM_0} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{T_{\text{неба}}}{T_{\text{пр}}} \right), \quad (8.5)$$

где

$$T_{\text{неба}} = 30 + 270 [1 + (l/40^\circ)^2]^{-1} [1 + (b/3^\circ)^2]^{-1} \text{ [K]} \quad (8.6)$$

— приближенная температура фона неба на частоте 400 МГц при долготе l (где $|l| \leq 180^\circ$) и широте b ; $T_{\text{пр}}$ — шумовая температура приемника; S_0 и DM_0 — параметры минимальной плотности потока и максимальной дисперсии (приведены в табл. 8.1). «Светимость» пульсара на частоте 400 МГц для простоты определим как

$$L = S_{400} d^2, \quad (8.7)$$

где S_{400} — средняя плотность потока на частоте 400 МГц, мЯн, и d — расстояние, кпс*.

Учитывая эти приближения, можно подсчитать объем Галактики, эффективно исследованный для каждого интервала светимости пульсара и галактоцентрического расстояния. Используя уже полученные результаты для распределения $\rho_z(z)$, объем можно преобразовать в площадь проекции на галактический диск. Тогда функцию светимости $\Phi(L)$ и функцию зависимости от галактоцентрического расстояния $\rho_R(R)$ можно вычислить методом итераций, описанным Ларджем [193].

Результаты подобного расчета иллюстрируются рис. 8.7 и 8.8. Прямая на рис. 8.7 соответствует соотношению

$$\Phi(L) = 350 L^{-1,12} [\text{кпс}^{-2}], \quad (8.8)$$

где числовой коэффициент соответствует интервалу изменения светимости в пять раз. Для светимостей ≥ 3 мЯн·кпс² это соотношение удовлетворительно согласуется с имеющимися данными, хотя при низких светимостях, по-видимому, наблюдается «завал». Если $\Phi(L) = 0$ для $L < L_{\text{мин}}$, то полная пространственная плотность доступных для обнаружения пульсаров на расстоянии $R = 10$ кпс составляет

$$D(10) = \int_{L_{\text{мин}}}^{\infty} \Phi(L) \frac{dL}{L}, \quad (8.9)$$

и если принять $L_{\text{мин}} = 3$ мЯн·кпс², то получаем $D(10) = 90 \pm \pm 15$ кпс⁻². Для $L_{\text{мин}} = 10$ мЯн·кпс² соответствующая пространственная плотность пульсаров равна 25 кпс⁻², что согласуется с нижним пределом, полученным на основе данных о местном распределении пульсаров.

* Для принятой ширины полосы 400 МГц и излучения в конусе шириной 10° значение $L = 1$ мЯн·кпс² эквивалентно $3,4 \cdot 10^{25}$ эрг/с.

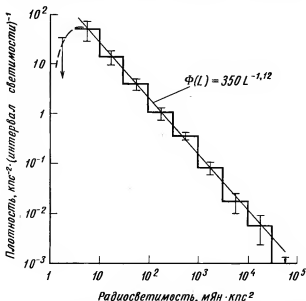


Рис. 8.7. Функция светимости пульсаров в окрестности Солнца. Плотность выражается числом пульсаров на квадратный килопарсек (в проекции на галактическую плоскость) в интервале светимостей, различающихся в пять раз. Прямая линия соответствует уравнению (8.8) [352].

Как показано на рис. 8.8, кривая распределения $\rho_R(R)$ резко спадает при увеличении R от 7 до 14 кпс и при $R > 14$ кпс пространственная плотность пульсаров практически равна нулю. При $R \leq 7$ кпс распределение определено довольно плохо, хотя данные наблюдений позволяют предполагать, что плотность может достигать максимального значения вблизи $R = 5$ кпс и уменьшаться снова в направлении центра Галактики. Возможно, что рассеяние в межзвездной среде значительно больше в центральных областях Галактики (гл. 7), что означает более сильную, чем принятую в уравнении (8.5), зависимость чувствительности от меры дисперсии. Существование такого эффекта может объяснить дефицит известных пульсаров при малых R [180].

В принципе полное число потенциально наблюдаемых пульсаров в Галактике можно определить из интеграла

$$N_G = 2\pi \int_0^{\infty} R D(R) dR. \quad (8.10)$$

Численная аппроксимация этого интеграла суммой с использованием данных, приведенных на рис. 8.8, дает $N_G = (1.3 \pm 0.4) \times$

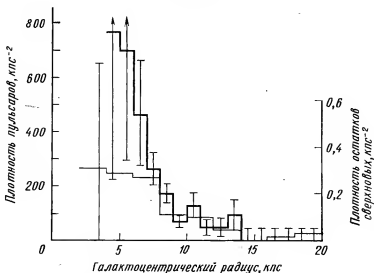


Рис. 8.8. Плотность пульсаров (жирная линия) и остатков сверхновых (тонкая линия) в зависимости от расстояния до центра Галактики (из [352], данные об остатках сверхновых из [52]).

$\times 10^5$ для области $R < 14$ кпс. Поскольку внутренний район до $R = 7$ кпс составляет лишь четвертую часть всей области, неуверенное определение $D(R)$ в этом районе играет незначительную роль, и при любых разумных предположениях об изменении плотности N_G изменяется менее чем на 30 %. Однако другие систематические ошибки могут иметь более значительный эффект. Самая большая неточность возникает из-за плохого знания величины средней межзвездной плотности электронов. Если бы правильным было значение $0,02 \text{ см}^{-3}$, а не принятая величина $0,03 \text{ см}^{-3}$, тогда значения $\Phi(L)$ и N_G были бы меньше примерно в 6 раз. Однако оценки N_G , приведенные выше, находятся в хорошем согласии со значением $(1-3) \cdot 10^5$, которое получили при независимой обработке данных обзора обсерватории Джодрелл-Бэнк Дэвис, Лайн и Сейрадакис [77] в предположении, что $n_e = 0,025 \text{ см}^{-3}$.

ВОЗРАСТ ПУЛЬСАРОВ, СВЯЗЬ СО СВЕРХНОВЫМИ И ЧАСТОТА РОЖДЕНИЯ

Теперь мы располагаем информацией, достаточной для рассмотрения пульсаров как класса галактического населения. Остается обсудить еще два важных вопроса о возрасте и времени жизни пульсаров. Как обсуждалось в гл. 6, наблюдения момен-

тов прихода импульсов могут обеспечить точные измерения периода P и скорости замедления вращения \dot{P} пульсаров, из которых можно вычислить характеристический возраст $\tau = \frac{1}{2} P/\dot{P}$.

Характеристический возраст пульсара в Крабовидной туманности (1240 лет) близок интервалу времени, прошедшего с момента вспышки сверхновой (920 лет); аналогично характеристический возраст пульсара в созвездии Парусов ($1,1 \cdot 10^4$ лет) согласуется с оценками с $(1-3) \cdot 10^4$ лет для возраста остатка сверхновой в созвездии Парусов, полученными из полуэмпирических соотношений линейного диаметра и поверхностной яркости [52]. Оба эти объекта, имеющие наименьший характеристический возраст из всех известных пульсаров, отличаются периодами меньше 0,1 с. Как полагают, эти факты свидетельствуют о том, что в основном пульсары рождаются с периодами, существенно более короткими, чем в настоящее время, и что характеристический возраст является хорошей оценкой истинного возраста пульсаров.

Однако оценка возраста и времени жизни пульсаров на статистической основе с использованием данных о динамике пульсаров не поддерживает это утверждение. Как отмечалось выше (гл. 7), пульсары имеют z -распределение, характерная высота которого составляет около 230 пс; в противоположность этому характерная высота распределения О- и В-звезд, которые, как предполагают, являются предшественниками пульсаров, составляет ~ 80 пс [248], а характерная высота остатков сверхновых — лишь ~ 60 пс [52, 142]. Гани и Острикер [129] предположили, что более широкое распределение пульсаров возникает из-за того, что при рождении они приобретают скорость порядка 100 км/с. Поэтому за типичное время жизни в несколько миллионов лет пульсар может удалиться от плоскости Галактики на расстояние до нескольких сотен парсек, и поэтому распределение пульсаров будет иметь характерную высоту порядка 200 пс.

Прямые измерения собственного движения подтвердили, что пульсары действительно являются высокоскоростными объектами. Данные этих измерений, расположенные в порядке увеличения характеристического возраста, приведены в табл. 8.2. Шесть пульсаров из девяти имеют примерно одинаковый характеристический возраст — от 3 до 6 млн. Для этих объектов средняя поперечная скорость равна 214 км/с, среднее расстояние от плоскости Галактики 153 пс, а средний характеристический возраст составляет $4,3 \cdot 10^6$ лет. Если пространственные скорости распределены изотропно, то можно ожидать, что среднее значение z -компонента скорости будет составлять $214/\sqrt{2} \approx 150$ км/с.

Таблица 8.2

Собственное движение и поперечные скорости пульсаров

PSR	Характеристический возраст τ , 10^4 лет	Собственное движение μ , $10^{-3}''$ в год	Расстояние d , пс	Поперечная скорость, км/с	z , пс	Источник
0531 + 21	0,0012	12 ± 3	2000	110	-200	[359]
1237 + 25	2,3	102 ± 18	370	190	370	[4]
0834 + 06	3,0	52 ± 14	480	120	210	[4]
1929 + 10	3,1	159 ± 25	110	80	-7	[22]
1133 + 16	5,0	365 ± 36	180	310	160	[4, 22, 224]
0823 + 26	5,0	135 ± 10	790	510	420	[4]
0329 + 54	5,5	14 ± 4	2500	170	-54	[4]
2016 + 28	5,9	20 ± 8	1000	95	-69	[4]
0950 + 08	17,3	≤ 100	100	≤ 50	71	[22]

Следовательно, если пульсары рождаются вблизи плоскости Галактики ($z=0$), наблюдаемое значение $\langle |z| \rangle$ соответствует среднему возрасту 1 млн. лет. Более строгий анализ [129], при котором предполагается максвелловское по амплитуде и случайное по направлению распределение скоростей, а также вносится коррекция за первоначальную характерную высоту h_i , равную 80 пс, дает для этих шести пульсаров средний «кинематический» возраст $1,0 \cdot 10^6$ лет. Неточность в определении шкалы расстояний до пульсаров не оказывает систематического влияния на этот результат, поскольку вычисленные скорости и значения прямо пропорциональны расстоянию. Полупериод осцилляций в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики, составляет около 10^8 лет [254], намного больше, чем характеристические возрасты, так что маловероятно, чтобы пульсары успевали возвратиться в эту плоскость после первоначального удаления от нее. Во всяком случае, наблюдаемое z -распределение пульсаров исключает возможность осцилляций такого рода. Итак, истинный возраст этих пульсаров должен быть примерно в четыре раза меньше характеристического возраста.

Дополнительную проверку этого вывода можно сделать, отмечая тот факт, что если значения скоростей, приведенные в табл. 8.2, типичны для пульсаров, то величина $\langle |z| \rangle$ для любой выборки пульсаров должна быть монотонно возрастающей функцией среднего возраста выборки. На рис. 8.9 построен график ожидаемой зависимости, причем и в этом случае применимо математическое представление, предложенное Ганном и Острикером [129]. Очевидно, что галактические объекты, движущиеся в случайных направлениях со средней скоростью $\sqrt{3} \langle |v_z| \rangle \approx$

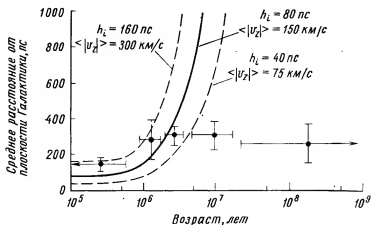


Рис. 8.9. Ожидаемые средние расстояния от плоскости Галактики ($\langle |z| \rangle$) в зависимости от возраста для объектов, ведущих свое происхождение от населения с характерной высотой h_i . Считается, что объекты второго поколения при рождении получают скорость, которая является случайной по направлению и максвелловской по амплитуде, причем средняя скорость по одной координате равна ($\langle |v_z| \rangle$). Зависимость, представляемая сплошной кривой, была рассчитана в предположении, что характерная высота h_i для исходного населения составляет 80 пс, а ($\langle |v_z| \rangle = 150$ км/с; штриховые линии ограничивают область, в которой эти величины изменяются в два раза в сторону увеличения или уменьшения. Точки с указанием ошибок дают измеренные значения ($\langle |z| \rangle$) для пяти групп пульсаров с различными характеристическими возрастами и показывают, что лишь немногие пульсары могут быть старше нескольких миллионов лет [252].

≈ 260 км/с, не могут быть старше нескольких миллионов лет при характерной высоте распределения $\langle |z| \rangle = 230$ пс, наблюдаемой для пульсаров. Исходные точки на рис. 8.9 представляют значения $\langle \tau \rangle$ и $\langle |z| \rangle$ для пяти групп, от 13 до 19 пульсаров каждая. Если у пульсаров с $\tau \geq 3 \cdot 10^6$ лет нет аномально низких скоростей, то они не могут быть старше своего характеристического возраста. Табл. 8.2 отражает лишь слабую тенденцию к уменьшению скоростей при больших значениях τ . На основе этого анализа динамики пульсаров мы делаем вывод, что истинный средний возраст наблюдаемых пульсаров составляет от 1 до 2 млн. лет и что эти пульсары должны «выключаться» по мере того, как достигают возраста, превышающего указанный примерно в два раза. Следовательно, можно ожидать, что лишь выборки с $\tau \leq 10^6$ лет имеют корреляцию между $\langle \tau \rangle$ и $\langle |z| \rangle$. В действительности именно это и наблюдается (рис. 8.9).

На рис. 8.10 приводится гистограмма характеристических возрастов пульсаров, меньших $2 \cdot 10^7$ лет. У многих пульсаров

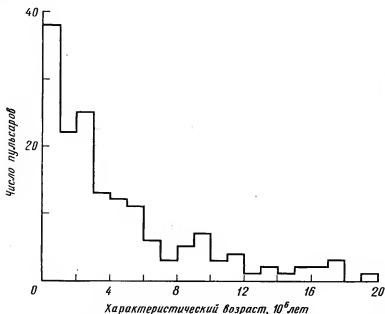


Рис. 8.10. Гистограмма характеристических возрастов $\tau = \frac{1}{2} P/\dot{P}$ 161 пульсара, для которых $\tau < 2 \cdot 10^7$ лет. Для остальных 38 пульсаров с известным характеристическим возрастом $\tau > 2 \cdot 10^7$ лет.

характеристический возраст намного больше этого значения; например, у пульсара PSR 1952+29 $\tau = 4,3 \cdot 10^9$ лет. Поскольку характеристический возраст является надежным верхним пределом истинного возраста пульсара (см. гл. 6), быстрое уменьшение числа пульсаров с увеличением возраста показывает, что многие пульсары «умирают» всего лишь через несколько миллионов лет. Используя метод, предложенный Дэвисом, Лайном и Сейрадакисом, можно получить независимую оценку времени жизни пульсаров. Из 199 пульсаров, для которых известен характеристический возраст, 38 имеют возраст, меньший чем 10^6 лет (рис. 8.10). Поэтому верхний предел «эквивалентного» времени жизни (т. е. времени жизни при условии, что все пульсары «умирают» в одном и том же возрасте) составляет примерно $199/38$, или 5,2 млн. лет. Этот результат находится в хорошем согласии со средним кинематическим временем жизни, полученным выше.

Ясно, что большие характеристические возрасты («хвост» распределения на рис. 8.10) являются грубыми переоценками

истинных возрастов. Меньшая величина действительного возраста по сравнению с характеристическим означает, что либо пульсар родился с периодом, лишь незначительно меньшим, чем в настоящее время, либо показатель торможения гораздо больше (или был больше) значения $n = 3$. Ряд авторов, как, например, Гани и Острикер [129], Лайн, Ритчингс и Смит [209] предположили, что за характерное время в несколько миллионов лет происходит значительное затухание магнитного поля пульсара. Это затухание должно приводить к увеличению как показателя торможения, так и характеристического возраста, а также к прекращению импульсного излучения за то же характерное время. Если пульсары рождаются с относительно длинными периодами (и с широким диапазоном магнитных полей, или масс, или того и другого вместе, см. гл. 6), то прекращение излучения должно быть обусловлено несколько иным механизмом (см. гл. 10). Однако следует отметить, что в обеих гипотезах существуют трудности теоретического характера. Как будет обсуждаться в гл. 9, в современных моделях нейтронных звезд предполагается, что уменьшение напряженности магнитного поля за время менее 10^7 лет невелико. Кроме того, если О- и В-звезды, которые обычно имеют радиусы $3 \cdot 10^6$ км и периоды обращения около 10^5 с, порождают нейтронные звезды, вращающиеся медленно, со скоростью до одного оборота в секунду, то должен существовать некий механизм, посредством которого звезда теряет большую часть своего момента количества движения до или во время коллапса или же вскоре после него.

Приведенные выше выводы относительно истинного возраста пульсаров в сильной степени опираются на тот факт, что пульсары имеют типичные пространственные скорости более 100 км/с. Каким же образом получают такие высокие скорости? Одна из возможностей, обсуждаемая в гл. 5, заключается в том, что пульсары (или их предшественники) в прошлом являлись членами тесных двойных систем. В двойной системе, состоящей из нейтронной звезды массой $1M_{\odot}$, обращающейся вокруг звезды массой $10M_{\odot}$ с периодом 1 сут, нейтронная звезда имеет орбитальную скорость около 500 км/с. Если большая звезда взрывается как сверхновая, выбрасывая при этом более половины первоначальной массы за пределы орбиты за время меньше одного периода, то двойная система становится несвязанной, а ее компоненты разлетаются, сохраняя при этом значительную часть своей орбитальной скорости [119]. Вторая возможность состоит в том, что пульсары получают высокие скорости при рождении в результате асимметрии во взрыве сверхновой. Кинетическая энергия звезды массой $1M_{\odot}$, движущейся со скоростью 250 км/с, составляет примерно $6 \cdot 10^{47}$ эрг, малую часть от энергии 10^{51} эрг, которая, как предполагают, высвобождается при взрыве

сверхновой. И наконец, пульсары могут ускоряться до высоких скоростей вскоре после рождения за счет силы реакции излучения, являющейся следствием асимметрии в магнитно-дипольном излучении [344]. Этот механизм обсуждается далее в гл. 9.

Теперь мы перейдем к обсуждению проблем происхождения пульсаров и связи между пульсарами и сверхновыми. Обычно считают, что нейтронные звезды, а следовательно, и пульсары возникают при взрывах массивных звезд. Однако, хотя известно более 300 пульсаров и приблизительно 120 остатков сверхновых в Галактике, убедительные доказательства их взаимно-однозначного соответствия немногочисленны. Лишь пульсар PSR 0531+21, несомненно, связан с наблюдаемым остатком сверхновой, Крабовидной туманностью (см. гл. 4). Этот пульсар расположен вблизи центра туманности, а расстояние до него (1,9 кпс), оцененное из меры дисперсии, хорошо согласуется с оценкой расстояния до туманности (около 2 кпс). Кроме того, как упоминалось выше, его характеристический возраст 1240 лет лишь немного больше, чем время, прошедшее с момента взрыва сверхновой. Более того, было показано, что пекулярная звезда, которую Бааде и Минковский в 1942 г. идентифицировали как звездный остаток сверхновой, является пульсаром (см. гл. 4).

Свидетельства связи пульсара PSR 0833—45 с остатком сверхновой в созвездии Парусов не столь вески, но, по-видимому, достоверны. Этот пульсар наблюдается в пределах $0,5^\circ$ от центра остатка сверхновой как в радиодиапазоне, так и в оптической области, а его мера вращения (40 рад/м^2) неплохо согласуется с мерой вращения радиоконтинуума (46 рад/м^2). Мера дисперсии (69 пс/см^3) соответствует расстоянию примерно 2300 пс, но, по-видимому, более половины полной дисперсии вносится туманностью Гама [117], поэтому расстояние до пульсара, вероятно, менее 1000 пс. На основании различных оценок расстояние до остатка сверхновой составляет от 375 до 1000 пс [183]. Наконец, характеристический возраст пульсара сравним с оценками возраста остатка сверхновой.

Связь пульсара PSR 0611+22 с остатком сверхновой IC 443 еще менее определена. Пульсар лежит почти вне радионизображения, похожего на оболочку, примерно на $0,6^\circ$ от центра, но наблюдения предположительно показывают наличие извилины в радиоизотопах вблизи пульсара [320]. Мера дисперсии почти в два раза превышает меру дисперсии пульсара в Крабовидной туманности, что означает расстояние около 3500 пс. Кларк и Касвелл [52] получили оценки расстояния до IC 443 от 2 до 2,8 кпс, хотя ван ден Берг, Маршер и Терзиан [364] выдвинули предположение, что объект IC 443 связан со звездой HD 43836, которая находится на расстоянии всего лишь 500 пс. Характеристический возраст пульсара $9 \cdot 10^4$ лет, в то время как формулы

Кларка и Касвелла дают возраст для радиоостатка всего лишь в одну десятую этой величины. Недавно IC 443 отождествили с рентгеновским источником, а Уинклер и Кларк [386] доказали, что если механизм излучения этого источника аналогичен механизму излучения других известных рентгеновских остатков сверхновых, то его возраст не может превышать 6000 лет. Если это верно, то угловое расстояние между пульсаром и центром остатка требует невероятно большой скорости для пульсара (3500 км/с при расстоянии до пульсара 2 кпс). Таким образом, связь пульсара PSR 0611+21 с IC 443 в лучшем случае следует считать предположительной. Был предложен ряд других возможных вариантов связи пульсаров с остатками сверхновых, однако во всех случаях убедительные доказательства такой связи отсутствуют. В табл. 8.3 дано краткое изложение информации по этому вопросу. В начале таблицы приведены данные об остатках сверхновых в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов; за ними следуют сведения еще о шести остатках сверхновых, которые, как предполагается, связаны с пульсарами. Хотя в одном или двух случаях такая связь может быть достоверной, мы считаем ее очень сомнительной статистически, потому что оценки расстояний до объектов и измеренные угловые расстояния между ними означают средние скорости, превышающие 1000 км/с для принятого среднего возраста остатка сверхновой $3 \cdot 10^4$ лет. Это значение является верхним пределом, который можно считать вполне умеренным; статистика «полноты» остатков сверхновых, даваемая Кларком и Касвеллом [52], позволяет предполагать, что средний возраст остатка сверхновой не больше $2 \cdot 10^4$ лет. Выше мы привели выводы, что средний возраст пульсара составляет 1—2 млн. лет. Поэтому, как можно ожидать в случае стационарного состояния, не более 2 % известных пульсаров моложе самых старых остатков сверхновых. Следовательно, нет ничего удивительного в том, что подавляющее большинство известных пульсаров не наблюдается на фоне остатков сверхновых.

Мы должны также попытаться ответить на вопрос, почему в подавляющем большинстве остатков сверхновых нет обнаруженных молодых пульсаров. Третья группа объектов в табл. 8.3 включает 13 остатков сверхновых, для которых имеются достаточно хорошие измерения верхнего предела импульсного излучения. Верхний предел плотности потока в импульсе справедлив для мер дисперсии ≤ 600 пс/см³ и периодов ≥ 40 мс. В столбцах таблицы под заголовками DM и $\lg L$ даются предполагаемые меры дисперсии и верхние пределы светимости пульсаров, которые получены из расстояний, указанных для остатков сверхновых. Угловое расстояние между остатком сверхновой и ближайшим к нему известным пульсаром, приведенное в последнем

Данные о связи между пульсарами и остатками сверхновых

Остатки сверхновых				Пульсары				
Галактические координаты	Название	$S_{\text{ин}}$, Ян	d , кпс	PSR	S_{400} , мЯн	$DM_{\text{пс}}$ /см ²	$\lg L_{\text{мЯн}}$ · кпс ²	Угловое смещение

Определенная или почти определенная связь

G 184,6 — 5,8	Крабовидная туманность	1300	2	0531 + 21	480	57	3,3	0,0°
G 263,9 — 3,3	Vela X, Y, Z	2300	0,5	0833 — 45	2800	69	2,8	0,6

Возможная связь

G 189,1 + 2,9	IC 443	230	2	0611 + 22	130	97	3,2	0,6
G 296,8 — 0,3		15	8	1154 — 62	110	267	4,1	0,2
G 49,2 — 0,5	W51	200	4	1919 + 14	17	95	2,2	0,5
G 55,6 + 0,7		15	6	1930 + 20	7	200	2,5	0,1
G 55,7 + 3,4		1,6	9	1919 + 21	140	13	1,4	0,1
G 89,0 + 4,7	HB 21	370	1,3	2021 + 51	130	25	1,9	3,9

Связь отсутствует*

G 5,3—1,1	A4	40	8	<60	240	<3,6	1,1
G 6,5—0,1	W28	460	5	<60	150	<3,2	1,2
G 21,8—0,5	Kes 69	110	6	<60	180	<3,3	1,9
G 27,3+0,0	Kes 73	4	24	<60	720	<4,5	1,8
G 34,6—0,5	W44	300	3	<60	90	<2,7	1,8
G 43,3—0,2	W49B	50	11	<7	330	<2,9	0,5
G 46,8—0,3		20	8	<4	240	<2,4	1,3
G 53,7—2,2		12	5	<3	150	<1,9	0,9
G 54,4—0,3		40	3	<6	90	<1,7	0,9
G 111,7—2,1	Cas A	6700	3	<100	90	<3,0	1,6
G 78,1+1,8	DR4	100	6	<60	180	<3,3	7,6
G 93,6—0,3	CTB 104A	50	2	<60	60	<2,4	4,7
G 166,2+4,3	VRO 42.05.01	10	4	<60	120	<3,0	20,9

* Для этой группы источников приведенное в таблице значение меры дисперсии DM составляет 0,03 от расстояния до сверхновой (в парсеках); в последнем столбце приводятся угловое расстояние до ближайшего к данному остатку сверхновой пульсара, хотя и не считается, что между ними существует связь.

столбце таблицы, полностью соответствует гипотезе «связь отсутствует» при существующей плотности известных пульсаров в рассматриваемых областях. Для большинства остатков сверхновых, перечисленных в табл. 8.3, наблюдения не исключают наличия необнаруженных пульсаров с низкой светимостью $L \leq \leq 100 \text{ мЯн} \cdot \text{кпс}^2$. В соответствии с функцией светимости, показанной на рис. 8.7, более 90 % пульсаров в Галактике имеют светимость ниже указанного значения, так что наблюдаемые пределы не очень показательны. Возможно, что с улучшением чувствительности в остатках сверхновых будет обнаружено намного больше пульсаров. Однако если даже чувствительность не являлась бы ограничивающим фактором, то из-за эффекта направленности мы могли бы наблюдать пульсары лишь примерно в 20 % известных остатков.

Что можно сказать о частоте рождения пульсаров, которая необходима, чтобы поддерживать наблюдаемую населенность пульсаров, при оценке среднего времени жизни, составляющей всего лишь 4 млн. лет? Как частота рождения пульсаров связана с частотой вспышек сверхновых? Ранее мы показали, что плотность наблюдаемых пульсаров в окрестности Солнца со светимостями более $3 \text{ мЯн} \cdot \text{кпс}^2$ составляет приблизительно 90 кпс^{-2} . Для среднего времени жизни $4 \cdot 10^6$ лет эта величина означает, что частота рождения пульсаров в окрестности Солнца составляет $2,2 \cdot 10^{-5} \text{ год}^{-1} \cdot \text{кпс}^{-2}$, или (если верно распределение, показанное на рис. 8.8) рождение пульсара в Галактике происходит каждые 30 лет. Если в шкале расстояний до пульсаров нет большой систематической ошибки, то это значение представляет нижний предел частоты рождения пульсаров, необходимой, чтобы поддерживать населенность в стационарном состоянии. Если диаграмма излучения пульсаров такова, что на Земле наблюдается около 20 % всех пульсаров, то искомая локальная частота их рождения составляет приблизительно $10^{-4} \text{ год}^{-1} \cdot \text{кпс}^{-2}$, т. е. в Галактике один пульсар появляется каждые шесть лет. Если действительный нижний предел светимостей пульсаров меньше $3 \text{ мЯн} \cdot \text{кпс}^2$ для пульсаров с возрастом менее $4 \cdot 10^6$ лет, то частота рождения может быть еще больше. С другой стороны, если $\langle n_e \rangle = 0,02 \text{ см}^{-3}$, то требуемая частота рождения уменьшается до $3 \cdot 10^{-5} \text{ год}^{-1} \cdot \text{кпс}^{-2}$, что соответствует появлению одного пульсара в Галактике каждые 40 лет.

Оценки частоты вспышек сверхновых в Галактике весьма различны. Наибольшая оценка, приводимая в литературе, соответствует приблизительно одной вспышке сверхновой каждые 25 лет, но при более распространенных оценках предполагаются интервалы от 50 до 150 лет (см., например, [346, 70, 52]). Таким образом, частота вспышек сверхновых — по крайней мере тех, которые оставляют долгоживущие остатки, — может оказаться

недостаточной, чтобы объяснить галактическую населенность пульсаров. Другой метод подхода к этой проблеме заключается в оценке числа звезд со средними и большими массами, заканчивающих свою эволюцию в единицу времени. При этом используются подсчеты звезд в окрестности Солнца и вычисления условного времени жизни звезд. Острикер, Ричстоун и Туан [260], а также Бирман и Тинслей [29] показали, что частота «гибели» звезд с массой более $2,5M_{\odot}$ равна примерно $10^{-4} \text{ год}^{-1} \cdot \text{кпс}^{-2}$, т. е. почти одинакова с расчетной частотой рождения пульсаров, если 80 % пульсаров не наблюдаются из-за эффекта направленности. Однако частота «гибели» звезд с массой $\geq 6M_{\odot}$ меньше в пять раз и, по-видимому, слишком мала, чтобы объяснить населенность пульсаров. Характерная высота распределения очень молодых пульсаров (рис. 8.9) в большей степени соответствует предшественникам массой около $2,5M_{\odot}$, чем, скажем, с массой больше $6M_{\odot}$. К сожалению, конечную стадию эволюции звезд с такими массами еще нельзя определить численными расчетами [265]; неясно, могут ли звезды с массами $2,5\text{--}4M_{\odot}$ порождать нейтронные звезды. Во всяком случае, частота появления наблюдаемых остатков сверхновых едва ли достаточно велика для объяснения числа и времени жизни наблюдаемых пульсаров. По этой причине важно рассмотреть возможность того, что некоторые, а может быть, и многие пульсары рождаются при процессах, не столь эффектных, как взрывная детонация массивной звезды.

МОДЕЛЬ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Наиболее широко принятой моделью пульсаров является модель вращающейся нейтронной звезды. Аргументы, которые привели к всеобщему признанию этой модели, изложены в гл. 1. Данную главу мы начнем с краткого обзора современных представлений о строении нейтронной звезды. С момента открытия пульсаров и импульсных рентгеновских источников, а также их интерпретации как вращающихся нейтронных звезд было проведено много исследований структуры и свойств этих объектов (см. обширные обзоры [23, 42, 44, 308]).

Как представляется, пульсары должны иметь чрезвычайно сильные магнитные поля, возможно, самые сильные из имеющих во Вселенной. Наличие сильного магнитного поля на быстро вращающемся объекте приводит к появлению сильных электрических полей и, следовательно, к ускорению заряженных частиц до высоких энергий. Анализ электродинамики окружающей пульсар *магнитосферы* является сложной проблемой, которая была (и продолжает оставаться) предметом многих исследований. Было разработано много моделей, содержащих разные и часто весьма различные приближения. Обзор этих теоретических исследований и их основных результатов приводится во втором разделе этой главы. Наконец, в третьем разделе обсуждаются процессы, приводящие к изменению наблюдаемых периодов пульсаров.

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Концепция нейтронной звезды — объекта, состоящего в основном из нейтронов, с массой, примерно эквивалентной массе Солнца, но имеющего радиус всего лишь около 10 км,— обсуждалась Бааде и Цвикки еще в 1934 г. [11]. Модельные расчеты структуры такого объекта впервые были выполнены Оппенгеймером и Волковым [255]. Эти авторы рассмотрели модель, согласно которой звезда состоит из невзаимодействующих нейтронов. При существующих внутри таких звезд громадных плотностях порядка 10^{14} г/см³ нейтроны образуют вырожденный ферми-газ; связанное с этим вырождением давление достаточно ве-

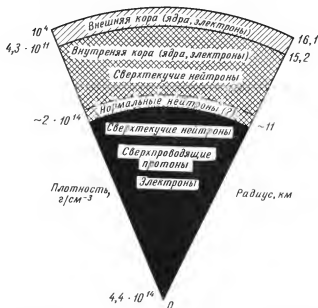


Рис. 9.1. Поперечное сечение нейтронной звезды с гравитационной массой $1,33 M_{\odot}$. Уравнение состояния, на котором основана эта модель, является довольно жестким (для данного давления плотности относительно малы), так что плотность в центре не доходит до значения 10^{15} г/см³, при котором могут происходить затвердевание нейтронов и образование гиперонов [266].

лико для того, чтобы препятствовать дальнейшему коллапсу звезды. В последующих анализах были рассмотрены более реалистичные модели структуры и уравнения состояния при различных режимах плотности. Схематическая иллюстрация строения нейтронной звезды с массой $1,33 M_{\odot}$, рассчитанного на основе одной из таких моделей, показана на рис. 9.1.

Как ожидается, самые наружные области нейтронной звезды, как и недра белых карликов, отличаются наличием ядер Fe^{56} , окруженных большим числом вырожденных электронов, с плотностью на поверхности около 10^4 г/см³. Предполагается, что ядра железа вследствие взаимного электростатического отталкивания образуют объемноцентрированную кристаллическую решетку (если температура ниже 10^{10} К), создавая тем самым твердую внешнюю кору нейтронной звезды.

Ниже внешней коры, состоящей из ядер железа, плотность возрастает, что вызывает увеличение энергии Ферми электронов, приводящее к захвату электронов ядрами. Следовательно, этот слой, названный внутренней корой, состоит из обогащенных

нейтронами ядер, образующих другую кристаллическую решетку и окруженных большим числом вырожденных электронов. На границе с внешней корой, где плотность составляет около $4 \cdot 10^{11}$ г/см³, энергия Ферми для электронов равна ~ 25 МэВ и ядра начинают освобождать свободные нейтроны — это точка образования «нейтронных капель». По мере роста плотности число свободных нейтронов быстро увеличивается до тех пор, пока при плотности $\sim 2 \cdot 10^{14}$ г/см³ ядра полностью не растворяются в «нейтронном море». Энергия Ферми электронов составляет при этом около 100 МэВ. В глубине внутренней коры попарное притяжение между нейтронами, вероятно, достаточно для образования сверхтекучести (если температура ниже критического значения порядка 10^{10} К). Как предполагается, при плотностях выше $2 \cdot 10^{14}$ г/см³ вещество представляет собой однородную смесь нейтронов с протонами и электронами, составляющими несколько процентов смеси. Свойства вещества при этих сверхядерных плотностях являются еще предметом исследований, но ожидается, что в этой области нейтроны должны быть сверхтекучими, а протоны — сверхпроводящими. Возможно наличие зоны нормальных нейтронов между корой и внутренней областью сверхтекучести; поведение электронов остается нормальным в пределах всей звезды.

В некоторых моделях плотность в центре звезды превосходит значение 10^{15} г/см³. В таком ядре энергия Ферми электронов и нейтронов повышается настолько, что образуются новые частицы, например мюоны и гипероны. Хотя характеристики этой области весьма неопределенны, расчеты позволяют предполагать, что первыми из тяжелых частиц появляются Σ^- и Λ^0 -гипероны. Некоторые авторы [45] считают, что при плотностях выше 10^{15} г/см³ нейтроны затвердевают, образуя кристаллическую решетку. Однако другие исследования [345] не подтверждают возможности твердого состояния. Мигдал [238] высказал предположение, что при указанных плотностях может существовать твердая фаза, в состав которой входят нейтральные пи-мезоны.

Модели нейтронных звезд рассчитываются путем интегрирования уравнения гидростатического равновесия общей теории относительности (уравнение Толмана—Оппенгеймера—Волкова)

$$-\frac{dP}{dr} = \frac{G [p(r) + P(r)/c^2] [m(r) + 4\pi r^3 P(r)/c^2]}{r^2 [1 - 2Gm(r)/rc^2]}, \quad (9.1)$$

где $m(r)$ — масса внутри сферы радиуса r , а $P(r)$ и $\rho(r)$ — давление и плотность, соответствующие радиусу r . Из этого уравнения видно, что в рамках общей теории относительности давление входит в эффективную массу и плотность, и, следовательно, градиент давления dP/dr будет больше, чем в нерелятивистском случае. Параметры $P(r)$ и $\rho(r)$ связаны уравнением состояния,

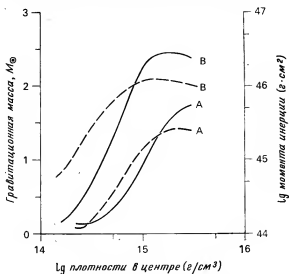


Рис. 9.2. Гравитационные массы (сплошные линии) и моменты инерции (штриховые линии) нейтронных звезд как функции плотности в центре звезды [44]. Кривая А соответствует уравнению состояния Мошковского [244], кривая В — более жесткому уравнению состояния [60].

которое должно быть известно или оценено для каждого режима плотности. Вообще говоря, уравнения состояния достаточно хорошо известны для субъядерных плотностей, но при более высоких плотностях существует значительная неопределенность [43, 44]. Уравнение состояния при высоких плотностях определяет верхнюю границу массы нейтронных звезд. С увеличением массы возрастает давление в центре звезды. Начиная с некоторого момента (в зависимости от уравнения состояния) вещество уже не способно противостоять этому давлению и звезда коллапсирует, образуя черную дыру. Проведенные относительно недавно исследования [266] указывают на то, что более «жесткие» уравнения состояния (большее давление при заданной плотности) являются более реалистичными; они приводят к более высокому верхнему пределу массы нейтронных звезд, около $2\text{--}2,5M_{\odot}$. Исходя из требования, чтобы уравнение состояния не нарушало принципа причинности, Родс и Руффини [292] установили твердый верхний предел (в рамках общей теории относительности) массы нейтронных звезд, равный $3,2M_{\odot}$.

На рис. 9.2 представлены графики гравитационной массы (собственная масса минус энергия связи) и соответствующего момента инерции для двух уравнений состояния. Для нейтронных

звезд с меньшей массой давление в центре не превышает $2 \cdot 10^{14}$ г/см³, так что у таких звезд кора толстая и фактически может простирается до самого центра. Как правило, чем меньше масса звезды, тем больше ее радиус, поэтому отмечается подъем кривой момента инерции при малых массах и спад при больших массах. Минимальная масса устойчивой нейтронной звезды составляет около $0,1 M_{\odot}$.

Существует ряд наблюдательных данных, исключающих более «мягкие» уравнения состояния (меньшие давления при заданной плотности), для которых максимальная масса нейтронной звезды $< 1,3 M_{\odot}$. Во-первых, как уже указывалось в гл. 4, расход энергии в Крабовидной туманности, составляющий около $4 \cdot 10^{38}$ эрг/с, по-видимому, обеспечивается за счет пульсара. Если этот расход возмещается потерями вращательной энергии, то момент инерции I должен составлять по меньшей мере $8 \cdot 10^{44}$ г·см². Для уравнений состояния, более «мягких», нежели уравнение Мошковского (рис. 9.2), максимальный момент инерции должен быть меньше этого значения. Во-вторых, пределы масс нейтронных звезд можно установить по наблюдениям рентгеновских пульсаров в двойных системах. В частности, вычисленный для источника Vela X-1 [367] (см. табл. 5.1) диапазон масс от 1,35 до $1,9 M_{\odot}$ исключает более «мягкие» уравнения состояния.

Почти несомненно, что у нейтронных звезд, которые мы наблюдаем как пульсары, имеются исключительно сильные магнитные поля. Основанные на скорости потерь вращательной энергии расчеты показывают, что магнитные поля на поверхности большинства пульсаров имеют величину порядка 10^{12} Гс. Рудерман и Сазерленд [311] предположили, что турбулентная конвекция в ядрах звезд — предшественников сверхновых приводит к росту поля, равномерное значение которого достигает $3 \cdot 10^9$ Гс. Сохранение потока во время коллапса в нейтронную звезду приводит к напряженности поля на поверхности $\sim 4 \cdot 10^{12}$ Гс. Возможно, что магнитное поле имеет значительную мультипольную структуру на расстоянии нескольких радиусов от поверхности звезды, но обычно допускается, что дальше в магнитосфере оно должно быть дипольным. По-видимому, внутри нейтронной звезды должно также существовать чрезвычайно сильное тороидальное поле. Величина его неизвестна, но вероятно, что оно не слабее внешнего полоидального поля [308].

Некоторые исследователи полагают, что затухание полоидального магнитного поля происходит за время порядка 10^6 — 10^7 лет. Постоянная времени затухания поля дается выражением

$$\tau_B = 4\pi R^2 / [\pi(m+1)c^2], \quad (9.2)$$

где σ — проводимость, R — звездный радиус, а m — целое число, определяющее порядок мультипольности [46]. Для компоненты низшего порядка (дипольной) $m=0$. Благодаря вырождению протонов внутри звезды постоянная времени затухания внутреннего поля превышает возраст Вселенной. Однако в твердой коре сверхпроводимость отсутствует, поэтому внешнее поле, особенно его мультипольные компоненты, может затухать гораздо быстрее. В работе [90] показано, что у звезд с очень малой массой ($\leq 0,1 M_{\odot}$) и высокой поверхностной температурой значительное ослабление поля происходит с характерным временем порядка 10^7 лет. Для более реалистичных моделей, то есть для звезд с большей массой и меньшей температурой поверхности, заметное ослабление маловероятно, если только поверхность звезды не содержит значительного количества посторонних примесей или дислокаций.

Сильные магнитные поля эффективно связывают магнитосферу пульсара с ионами в коре и с заряженными компонентами в ядре нейтронной звезды. Изменения скорости вращения переносятся между этими компонентами альвеновскими волнами за время порядка нескольких минут. Однако сверхтекучие нейтроны очень слабо связаны с корой и заряженными компонентами. Сверхтекучие жидкости вращаются не как твердое тело, а образуют цепочки вихревых линий, параллельных оси вращения. Число таких вихревых линий на единицу площади (в экваториальной плоскости) равно

$$n_v = 2\Omega m_n / \pi \hbar, \quad (9.3)$$

где m_n — масса нейтрона, а \hbar — постоянная Планка [309]. Для пульсара в Крабовидной туманности $n_v \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Каждая из вихревых линий имеет сердцевину из нормальных нейтронов. Единственный процесс, благодаря которому может изменяться объемное вращение сверхтекучих нейтронов, состоит во взаимодействии нормальных нейтронов, находящихся в сердцевинах вихрей, с другими компонентами звезды. Одним из возможных механизмов взаимодействия является рассеяние электронов на нормальных нейтронах. Радиус сердцевины обратно пропорционален ширине энергетической щели сверхтекучести \mathcal{E} . Когда \mathcal{E} велико (для $\rho \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$, $\mathcal{E} \approx 2 \text{ МэВ}$), радиус сердцевины равен около 10^{-12} см , так что для пульсара в Крабовидной туманности доля нормальных нейтронов составляет всего лишь 10^{-18} . Это увеличивает эффективное время взаимодействия между электронами и нейтронами примерно в 10^{18} раз — от 10^{-11} до 10^7 с . Фейбелман показал [93], что это время взаимодействия пропорционально $\exp(\mathcal{E}^2 / \epsilon_f kT)$, где ϵ_f — энергия Ферми нейтронов, а T — температура внутри звезды. Сильная зависимость времени взаимодействия от \mathcal{E} , ϵ_f и T ведет к значительным

вариациям расчетных значений; в частности, для более старых пульсаров температура должна быть ниже и, следовательно, время взаимодействия больше. По оценкам Фейбелмана, время взаимодействия для пульсара в Крабовидной туманности имеет значение порядка нескольких суток, а для пульсара в созвездии Парусов можно ожидать значений порядка года и более.

Взаимодействие между нормальным и сверхтекучим компонентами может также происходить на границах внутренней зоны нормальных нейтронов. Такая зона будет существовать, если ширина энергетической щели сверхтекучести δ становится меньше kT на некотором расстоянии от центра звезды, и, вероятнее всего, она появляется там, где $\rho \approx 2 \cdot 10^{14}$ г/см³ (см. рис. 9.1). Рудерман [309] высказал предположение, что наиболее сильное взаимодействие может иметь место там, где нормальная зона сливается с сердцевинами вихрей, причем эффективное время взаимодействия должно быть коротким, порядка нескольких секунд. При этом сверхтекучая жидкость и заряженные компоненты должны замедлять вращение совместно, а плотность вихревых линий со временем должна уменьшаться. Во внутренней сверхтекучей зоне ничто не может воспрепятствовать этому процессу, но во внешней коре сердцевинны вихрей могут «приколоться» к ядрам коры. Это может предотвратить замедление вращения сверхтекучего вещества, если силы не становятся достаточно большими, чтобы «отколоть» сердцевину вихря или вызвать появление трещины в коре. Реакция нейтронных звезд на изменения скорости вращения будет обсуждаться в этой главе в связи с вопросом об изменениях периодов пульсаров.

В момент образования нейтронные звезды имеют исключительно высокую температуру. В первые 10^3 — 10^4 лет охлаждение происходит за счет излучения пар нейтрино—антинейтрино. При температурах выше 10^{11} К охлаждение идет очень быстро, поэтому как затвердевание коры, так и «включение» сверхтекучести должны начинаться примерно в течение часа после образования нейтронной звезды. Через 10^3 — 10^4 лет охлаждение осуществляется испусканием рентгеновских фотонов. Цурута и др. [360] обратили внимание на то, что сильное поверхностное магнитное поле ослабляет непрозрачность атмосферы по отношению к фотонам, а теплоемкость значительно понижается, когда внутренняя часть звезды становится сверхтекучей. Следовательно, охлаждение за счет рентгеновского излучения должно протекать относительно быстро, и при отсутствии других источников энергии через $\sim 10^6$ лет можно было бы ожидать значений поверхностной температуры от 10^4 до 10^5 К. Однако наличие вязкостных взаимодействий, вызывающих замедление сверхтекучих нейтронов приводит к диссипации вращательной

энергии в тепловую. С учетом этого процесса нагрева Гринстайн [124] нашел, что температура поверхности старых пульсаров должна составлять около $6 \cdot 10^5$ К и они должны охлаждаться очень медленно. При этих температурах тепловое излучение близких пульсаров (особенно имеющих малые массы и, следовательно, большие радиусы) должно быть видимым на оптических длинах волн ($m_\nu \approx 22$). Отсутствие непрерывного (неимпульсного) мягкого рентгеновского излучения наложило верхний предел $4,7 \cdot 10^6$ К на температуру поверхности пульсара в Крабовидной туманности [387], согласующийся с теоретическим пределом. Если бы внутренние нейтроны не были сверхтекучими, температура поверхности превышала бы этот предел.

Рудерман [307] показал, что очень сильные магнитные поля значительно изменяют характеристики кристаллической коры. Атомы сжимаются примерно в 100 раз в направлении, перпендикулярном направлению поля и приобретают цилиндрическую форму. Поэтому ожидается, что поверхностные слои должны образовывать плотную решетку (10^4 — 10^5 г/см³), которая вдоль силовых линий является хорошим проводником, а в поперечном направлении — изолятором. В этой решетке ионы связаны очень плотно (энергия связи $W_B \approx 15$ кэВ). Электрическое поле, необходимое для удаления этих ионов с поверхности, составляет $E_i \approx W_B/Zel$, где l — расстояние между ионами в решетке, а Z — их заряд; при $l \approx 10^{-9}$ см $E_i \approx 10^{12}$ В/см. Следовательно, даже вакуумного электрического поля (см. следующий раздел) недостаточно для вырывания ионов с поверхности. Как ожидается, энергия связи электронов должна быть по крайней мере на порядок величины меньше энергии связи ионов.

МАГНИТОСФЕРА ПУЛЬСАРОВ

Наблюдаемые радиоимпульсы пульсаров генерируются где-то в пространстве, окружающем звезду; более того, здесь же происходят электромагнитные процессы, которые приводят к преобразованию энергии вращения звезды в энергию излучения. Поэтому знание свойств этой области представляет первостепенную важность для понимания природы пульсаров. Вследствие необычайно сильных гравитационных полей на поверхности пульсаров (в $\sim 10^8$ раз сильнее земного поля) шкала высот нормальной атмосферы должна быть очень малой — всего около 1 см при температуре 10^6 К. По этой причине в первых исследованиях магнитосферы пульсаров по существу рассматривались условия вакуума, и вначале мы дадим описание моделей, основанных на этой предпосылке.

Еще до открытия пульсаров Пачини [261] отметил, что быстро вращающаяся намагниченная нейтронная звезда должна

излучать значительное количество энергии в виде электромагнитных волн (магнитно-дипольное излучение) на частоте вращения. Передаваемый звезде посредством магнитного поля вращающий момент, обусловленный реакцией излучения, равен

$$N = - \frac{2(m \sin \alpha)^2}{3c^3} \Omega^3, \quad (9.4)$$

где m — магнитный дипольный момент, α — угол между магнитной осью и осью вращения. Пачини [262], а также Острикер и Ганн [259] показали, что этот вращающий момент мог бы объяснить наблюдаемое вековое увеличение периодов пульсаров. В этом случае показатель торможения n равен трем, поскольку $N \propto \Omega^3$. Так как магнитный момент равен по порядку величины $B_0 R^3$, где B_0 — напряженность поля на поверхности, а R — радиус звезды, можно оценить величину магнитного поля на поверхности по наблюдаемой производной периода (принимая $\sin \alpha = 1$), то есть

$$B_0 \approx \left(\frac{3Ic^3 P \dot{P}}{8\pi^2 R^6} \right)^{1/2} \quad (9.5)$$

где I — момент инерции вращающейся системы. Для $I = 10^{45} \text{ г} \times \text{см}^2$, $R = 10^6 \text{ см}$ и P , выраженного в секундах, имеем

$$B_0 \approx 3,2 \cdot 10^{19} (P \dot{P})^{1/2} [\text{Гс}]. \quad (9.6)$$

Получаемые из этого уравнения значения B_0 лежат в интервале от $\sim 2 \cdot 10^{10}$ до $\sim 2 \cdot 10^{13}$ Гс, причем типичными являются значения порядка 10^{12} Гс. Самое низкое вычисленное значение поля на поверхности отмечено у пульсара PSR 1913+16, входящего в двойную систему. Возможно, что этот пульсар по эволюционной истории отличается от большинства других, а его магнитное поле слабее или момент инерции больше, чем у других пульсаров. В диапазоне вероятных масс нейтронных звезд величина I/R^6 может изменяться на семь порядков величины [123]; для сравнения укажем, что разброс значений величины $P \dot{P}$ составляет пять порядков. Поэтому возможно, что у всех нейтронных звезд напряженность магнитного поля на поверхности одинакова, а наблюдаемый разброс значений $P \dot{P}$ полностью обусловлен различиями в массах, а следовательно, в моментах инерции и радиусах.

Как уже указывалось в гл. 4, представляется, что релятивистские электроны в Крабовидной туманности ускоряются пульсаром. Острикер и Ганн [259] показали, что магнитно-дипольная модель обеспечивает эффективный механизм ускорения частиц. Благодаря тому что поле волны магнитно-дипольного излучения исключительно велико, а частота сравнительно мала, частицы

могут ускоряться практически до скорости волны менее чем за один период, а затем остаются по существу в постоянной фазе. Путем такого «серфинг»-процесса * частицы могут ускоряться до энергий, достигающих 10^{13} эВ.

Обсуждавшиеся в гл. 8 наблюдательные данные свидетельствуют, что пульсары обычно имеют высокие пространственные скорости, часто превышающие 100 км/с. Было показано [137], что скорости такого порядка величины могут возникать благодаря асимметричной реакции излучения, если ось магнитного диполя сдвинута относительно оси вращения нейтронной звезды. Если ось диполя смещена на расстояние s от оси вращения, то результирующая сила реакции дается выражением

$$F = \frac{2}{15} \left(\frac{\Omega}{c} \right)^5 m_z m_\phi s, \quad (9.7)$$

где m_z — составляющая магнитного момента, параллельная оси вращения, а m_ϕ — азимутальная составляющая. Благодаря сильной зависимости от Ω эта сила существенна только в том случае, если звезда родилась с высокой скоростью вращения ($\Omega \gg 10^4$ рад/с), и эффективно действует лишь в течение короткого времени — порядка года. Однако и за такое время пульсар может ускориться до значительной линейной скорости, возможно до 1000 км/с.

Вращение нейтронной звезды и связанного с ней магнитного поля создает сильные электрические поля в окружающем звезду пространстве. Голдрайх и Джулиан [113] первыми обратили внимание на то, что благодаря этим полям окружающая звезду область не может быть вакуумом, а должна содержать значительный пространственный заряд. Их аргументация заключалась в следующем. Проводимость вещества нейтронной звезды исключительно велика, и ее можно считать бесконечной. Поэтому внутри звезды (если пренебречь инерцией частиц)

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} = 0, \quad (9.8)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} — напряженности электрического и магнитного полей, а $\boldsymbol{\Omega}$ — вектор угловой скорости звезды. Присутствие этого поля требует перераспределения зарядов внутри звезды таким образом, чтобы

$$\rho_e = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{E} = - \frac{1}{2\pi c} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B}. \quad (9.9)$$

Соответствующая плотность заряда равна $n_e = 7 \cdot 10^{-2} B_z P^{-1}$ см $^{-3}$, где B_z — составляющая \mathbf{B} , параллельная $\boldsymbol{\Omega}$.

* Серфинг (surfing) — катание на гребне волны. — Прим. перев.

В особом случае, когда ось вращения и магнитная ось параллельны (параллельное дипольное поле), окружающие звезду вакуумные магнитосферные поля являются статическими. Уравнение Лапласа с граничными условиями на поверхности звезды ($r=R$) дает квадрупольный электростатический потенциал

$$\Phi = -\frac{B_0 \Omega R^5}{6cr^3} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (9.10)$$

где θ — угол отклонения от оси вращения. Соответствующее этому потенциалу электрическое поле характеризуется отличной от нуля величиной $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$, значение которой на поверхности равно

$$(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})_R = -\frac{\Omega R}{c} B_0^2 \cos^3 \theta. \quad (9.11)$$

Следовательно, напряженность электрического поля, параллельного магнитному, равна на поверхности

$$E_{\parallel} \approx \frac{\Omega R}{c} B_0 \approx 6 \cdot 10^{10} P^{-1} \text{ [В/см]} \quad (9.12)$$

для $B_0 = 10^{12}$ Гс и P , выраженного в секундах. Поля такой величины придают как электронам, так и ионам ускорение, превышающее ускорение силы тяжести на много порядков величины. Поэтому среди обычных факторов, определяющих шкалу высот, полностью доминируют электрические эффекты; если значения поверхностной энергии связи не очень велики, то заряды будут течь от звезды и заполнять окружающую область.

Если пренебречь инерцией частиц, то уравнения (9.8) и (9.9) применимы также к магнитосфере, заполненной плазмой; следовательно, параллельные компоненты электрического поля будут равны нулю:

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (9.13)$$

Благодаря сильному магнитному полю частицы вынуждены вращаться синхронно со звездой. Однако синхронное вращение невозможно за поверхностью, где тангенциальная скорость равна скорости света,— так называемым *световым цилиндром*, имеющим радиус

$$R_L = c/\Omega \approx 5 \cdot 10^9 P \text{ [см]}, \quad (9.14)$$

где P выражено в секундах. Модель магнитосферы пульсара, принадлежащая Голдрайху и Джулиану, иллюстрируется на рис. 9.3. Видны две различные области: незамкнутые силовые линии, которые выходят из звезды вблизи полюсов и проходят через световой цилиндр, и замкнутые силовые линии, которые не проходят через световой цилиндр. В этой модели магнитная ось и ось вращения параллельны; если бы это было не так, то

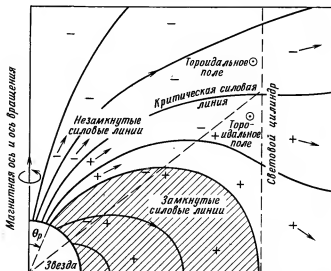


Рис. 9.3. Магнитосфера пульсара с параллельными осью вращения и магнитной осью. Незамкнутые силовые линии пересекают световой цилиндр (где скорость синхронного вращения равна скорости света) и отклоняются назад, образуя компонент торондального поля. Критическая силовая линия разделяет области течения положительных и отрицательных зарядов от звезды, а знаки плюс и минус указывают на заряд в отдельных областях пространства. Штриховая диагональная линия является геометрическим местом точек с $B_z=0$, где пространственный заряд меняет знак [113].

незамкнутые силовые линии были бы связаны с полем излучения. Поскольку соотношение $\sin^2\theta/r$ является постоянной величиной для силовых линий дипольного поля, радиус области полярной шапки, содержащей незамкнутые силовые линии, равен

$$R_p \approx R \sin \theta_p = R (\Omega R/c)^{1/2}. \quad (9.15)$$

Поскольку заряженные частицы вынуждены двигаться вдоль силовых линий (по крайней мере, в первом приближении), они могут уйти от звезды лишь вдоль незамкнутых линий. Если ось вращения и магнитная ось параллельны, как на рис. 9.3, то потенциал у основания силовых линий вблизи оси будет отрицательным относительно окружающей звезду среды, так что вдоль этих линий из звезды будут истекать электроны. На некоторой критической силовой линии потенциал на поверхности звезды сравняется с внешним потенциалом; в кольцевой области между критической силовой линией и последней незамкнутой линией при θ_p потенциал будет положительным, так что из этой области будут вытекать протоны (ионы). Положение критической

силовой линии определяется из условия равенства нулю результирующего тока от звезды.

Из уравнений (9.10) и (9.15) находится разность потенциалов между центром и краем полярной шапки

$$\Delta\Phi \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 R B_0. \quad (9.16)$$

При $B_0 \approx 10^{12}$ Гс и P , выраженном в секундах, $\Delta\Phi \approx 6 \cdot 10^{12} P^{-2}$ В. Хотя силовые линии эквипотенциальны вблизи звезды (по крайней мере, в данном приближении), большая часть этой разности потенциалов должна обеспечивать (вблизи светового цилиндра, или за его пределами) ускорение зарядов вдоль незамкнутых силовых линий. Поэтому можно ожидать энергий частиц $\sim 6 \times 10^{12} P^{-2}$ эВ, что сравнимо с энергиями, ожидаемыми при ускорении магнитно-дипольным излучением в вакуумной модели.

Течение зарядов вдоль незамкнутых силовых линий порождает торондальное магнитное поле (см. рис. 9.3) с максимумом на критической силовой линии. Как ожидается, компоненты торондального и полоидального полей должны быть сравнимыми на световом цилиндре, так что незамкнутые силовые линии изгибаются назад и пересекают световой цилиндр с азимутальным углом порядка радиана. Соответствующий вращающий момент, действующий на звезду, можно оценить путем интегрирования тензора напряжений Максвелла по окружающей звезду поверхности. В приближении, что силовые линии внутри светового цилиндра близки к дипольным, вращающий момент дается выражением

$$N = -\frac{K}{8c^3} (B_0 R^3)^2 \Omega^3, \quad (9.17)$$

где K — постоянная порядка единицы, зависящая от детальной структуры поля. Этот момент сходен по величине с моментом, полученным в вакуумном приближении [уравнение (9.4)], и имеет ту же зависимость от Ω , так что и в этом случае показател торможения равен трем. Значение тормозящего момента может быть получено также при анализе токов, текущих под полярной шапкой от электронных силовых линий к протонным. Из-за сходства уравнений (9.4) и (9.17) напряженности поля на

поверхности, полученные из значений величины $\dot{P}\dot{P}$ на основе осесимметричной модели, фактически такие же, что и в вакуумной модели.

В работе Голдрайха и Джулиана рассматривалась упрощенная модель (осесимметричный ротатор), в то время как большинство пульсаров, чтобы создавать периодический сигнал, должно иметь поле, отличающееся от осесимметричного (наклонный ротатор). Голдрайх и Джулиан не дают самосогласованного

описания токов и полей, окружающих звезду. Их модель содержит предположение о протекании зарядов одного знака через область пространства с зарядом противоположного знака; маловероятно, чтобы такая ситуация имела место в реальном пульсаре.

В качестве первого шага к более реалистичной модели в ряде работ были исследованы самосогласованные решения с учетом течения «безмассовых» частиц вдоль незамкнутых силовых линий. Независимо рядом авторов [87, 174, 234, 318] были получены уравнения, описывающие структуру поля для установившегося состояния осесимметричной системы. В бессловом приближении, если пренебречь инерцией, уравнения движения имеют вид

$$\mathbf{E} = -\beta_{\pm} \times \mathbf{B} \quad (9.18)$$

[ср. с уравнением (9.8)], а из уравнений Максвелла следует

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= 4\pi e (Zn_+ \beta_+ - n_- \beta_-), \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi e (Zn_+ - n_-), \end{aligned} \quad (9.19)$$

где $\beta_{\pm} = \mathbf{v}_{\pm}/c$ для электронов (—) с плотностью n_- и ионов (+) с плотностью n_+ и зарядом Z . Из уравнений (9.18) и (9.19) получаем уравнение

$$(\nabla \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0. \quad (9.20)$$

Решение этого уравнения с соответствующими граничными условиями дает самосогласованное описание полей и токов в безынерциальном приближении. Из условия симметрии относительно экваториальной плоскости следует, что азимутальная составляющая поля B_{ϕ} равна нулю в области незамкнутых силовых линий; на замкнутых силовых линиях течение зарядов отсутствует и вращение зарядов происходит строго синхронно.

Решение уравнения (9.20) для реалистических конфигураций поля затруднено. Мишель [234] показал, что для магнитного монополя точным решением являются силовые линии, которые остаются радиальными в меридиональной плоскости и образуют архимедову спираль в экваториальной плоскости. В этом случае скорость истечения повсюду равна c , а синхронное вращение отсутствует, что напоминает картину звездного ветра, где энергия

течения $\frac{1}{2} \rho v^2/2$ значительно превосходит плотность магнитной энергии $B^2/8\pi$ [232]. При таком решении радиальная напряженность магнитного поля изменяется как r^{-2} , а вращающий момент пропорционален Ω . Следовательно, показатель торможения для таких систем равен единице.

Во всех этих моделях течение зарядов разделено, то есть вдоль данной силовой линии текут заряды только одного знака.

Чтобы избежать проблемы, связанной с течением зарядов одного знака через область пространства с зарядами другого знака, Мишель [237] рассмотрел ситуацию, когда над большей частью полярной шапки текущие заряды имеют тот же знак, что и пространственный заряд, а область протекания обратного тока ограничена тонкой оболочкой, окружающей незамкнутые силовые линии. По аналогии с земной магнитосферой Мишель называет эту оболочку «авроральной зоной» пульсара.

В обсуждавшемся выше самосогласованном анализе пренебрегалось эффектами инерции частиц в качестве первого приближения, так что $\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = 0$ повсюду в магнитосфере. Однако именно параллельная составляющая электрического поля ускоряет заряды вдоль незамкнутых силовых линий, и поэтому оценка ее величины важна для определения максимальной энергии, которую могут иметь заряженные частицы. Шарлеманн [317] включил инерциальные эффекты как возмущения в рассмотренный ранее самосогласованный анализ и в результате численного интегрирования обнаружил, что параллельная составляющая электрического поля очень мала ($E_{\parallel}/E_{\perp} \leq 10^{-10}$), так что величина $\gamma_{\pm} = (1 - \beta_{\pm}^2)^{-1/2}$ лишь слегка возрастает внутри светового цилиндра. Для случая, когда заряды разделены, значения $\gamma_{\pm} \gg 10$ получены только вблизи светового цилиндра, а когда разделение зарядов мало, — только за световым цилиндром. Проводя аналогичный анализ, Хенриксен и Нортон [143] рассмотрели ускорение частиц в структурах полей, полученных в «безмассовом» приближении, и смогли получить аналитические решения уравнения. Их результаты в основном подтвердили выводы Шарлеманна [317] и показали, что ускорение («пращевой» процесс, при котором частицы вынуждены двигаться вдоль вращающихся силовых линий) существенно лишь в том случае, когда поток частиц и, следовательно, закручивание силовых линий малы. При таком процессе энергия частиц определяется выражением

$$\gamma = \gamma_i \gamma_{\phi}^2, \quad (9.21)$$

где γ_i — лоренц-фактор инжектируемых частиц, а γ_{ϕ} — лоренц-фактор синхронного вращения, определяемый следующим образом:

$$\gamma_{\phi} = (1 - \Omega^2 c^{-2} r^2 \sin^2 \theta)^{-1/2}. \quad (9.22)$$

Второй шаг к реалистической модели пульсара — это ослабление требования параллельности магнитной оси с осью вращения. В работах [61, 230] впервые было показано, что заключения Голдрайха и Джулиана остаются справедливыми и для перпендикулярного ротатора $\Omega \cdot \mathbf{m} = 0$: заряды должны истекать с поверхности звезды и заполнять магнитосферу. Форма поля

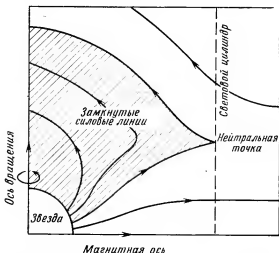


Рис. 9.4. Магнитосфера пульсара с перпендикулярными осью вращения и магнитной осью [144].

в бессиловом приближении («безмассовые» частицы) и переход его в волновое поле вне светового цилиндра (т. е. в магнитно-дипольное излучение) обсуждались в работах [86, 87, 144, 231]. Для области с замкнутыми силовыми линиями, где направленный ток равен нулю, Хенриксен и Нортон [144] показали, что силовые линии образуют излом под острым углом в нейтральной точке вблизи светового цилиндра, как показано на рис. 9.4. По данным Мишеля [235], для случая нейтронных звезд с параллельными осями нейтральные точки располагаются вблизи светового цилиндра в экваториальной плоскости; если оси взаимно перпендикулярны, то нейтральные точки образуют окружность на поверхности светового цилиндра с центром на магнитной оси. Предполагается, что заряды накапливаются в этих нейтральных точках и выбрасываются через световой цилиндр; наблюдаемые радиопульсы могут возникать в таких областях, где велики плотности частиц и значительна кривизна силовых линий поля. Форма области с незамкнутыми силовыми линиями изменяется протекающими токами, как и в осесимметричном случае. Хенриксен и Нортон [144] получили решения бессловых уравнений, связывающих структуры поля вблизи нейтронной звезды, в области светового цилиндра и в волновой зоне вдали от звезды. В согласии с более ранними работами ими обнаружено две области ускорения частиц: «пращевая» область внутри светового цилиндра и «серфинг»-область в волновой зоне.

В этих бессиловых моделях по существу нет составляющей электрического поля, параллельной магнитному полю, и поэтому электростатическое ускорение частиц вдоль магнитных силовых линий отсутствует. Однако такие электрические поля существуют в магнитосферах реальных пульсаров. Вероятно, они наиболее значительны вблизи поверхности звезды, где ускоряются инжектируемые в магнитосферу частицы. Старрок [337] рассмотрел модель, где по существу вся разность потенциалов между центром и краем полярной шапки [уравнение (9.16)] обуславливает ускорение частиц вблизи поверхности. Поскольку эта разность потенциалов $\gtrsim 10^{12}$ В, электроны ускоряются до скорости, соответствующей $\gamma \gtrsim 10^7$. Из-за сильного магнитного поля в области полярной шапки время жизни частиц, испускающих синхротронное излучение [уравнение (4.5)], исключительно мало, так что частицы движутся параллельно силовым линиям фактически с нулевым питч-углом. Однако, если силовые линии искривлены, частицы испускают так называемое излучение кривизны в направлении своего движения. Характеристическая частота этого излучения в соответствии с синхротронным соотношением [уравнение (4.1)] равна

$$\omega_c \approx \frac{3}{2} \gamma^3 c / \rho_c, \quad (9.23)$$

где ρ_c — радиус кривизны силовых линий. Таким образом, при $\gamma \approx 10^7$ и $\rho_c \approx 10^8$ см характеристическая частота $\omega_c \approx 5 \cdot 10^{23}$ с⁻¹, т. е. излучаются гамма-кванты с энергиями $\epsilon_\gamma \approx 10^9$ эВ. Главной особенностью модели Старрока является предположение, что гамма-кванты такой энергии при движении в магнитном поле $\sim 10^{12}$ Гс образуют электрон-позитронные пары. Критерий образования пар имеет вид

$$\epsilon_\gamma B_\perp \gtrsim 4 \cdot 10^{18} \text{ [эВ} \cdot \text{Гс]}, \quad (9.24)$$

где B_\perp — составляющая поля, поперечная к траектории фотона. Таким образом, движущиеся под относительно малым углом к направлению поля фотоны должны рождать пары частиц. Если электрическое поле достаточно велико, вторичные частицы будут сами ускоряться и испускать гамма-кванты, которые в свою очередь могут рождать новые электрон-позитронные пары. В результате такого процесса происходит развитие каскада частиц. Старрок подсчитал, что для пульсара в Крабовидной туманности на каждый первичный электрон образуется более 10^7 электрон-позитронных пар, что приводит к скорости инжектирования частиц в туманность свыше 10^{40} с⁻¹.

К сожалению, основное допущение теории Старрока, что весь гомополярный потенциал падает вдоль силовых линий вблизи поверхности звезды, может оказаться неточным. Было показано

[343], что с учетом изменения потенциала вдоль поверхности полярной шапки ускоряющие потенциалы, параллельные магнитному полю, могут оказаться значительно меньше величины, предполагаемой Старроком. Рассматривая влияние инерции частиц на распределение пространственного заряда вблизи звезды, Мишель [236] подсчитал величину параллельного электрического поля и, следовательно, энергию инжектируемых электронов. Для пульсара с периодом 1 с он получил значение напряженности параллельного электрического поля около $5 \cdot 10^5$ В/см вблизи полярной шапки. Размер полярной шапки для пульсара с периодом 1 с равен около 10^4 см, поэтому соответствующая энергия электронов составляет около $5 \cdot 10^9$ эВ ($\gamma \approx 10^4$). Полученное Мишелем соотношение для конечной энергии электронов имеет вид

$$\varepsilon = (8\pi e R^3 B_0)^{1/2} \Omega = 7,5 \cdot 10^9 P^{-1} [\text{эВ}], \quad (9.25)$$

так что энергия выше для пульсаров с более коротким периодом. Хенриксен и Нортон [145] изучали эту проблему в предположении, что поле вблизи звезды имеет сильную мультипольную составляющую. Они обнаружили, что если масштаб l флуктуаций направления поля на поверхности звезды мал по сравнению со звездным радиусом, то около звезды существует зона толщиной, сравнимой с l , где имеются сильные электрические поля и происходит ускорение частиц. Они назвали эту зону *электросферой*, поскольку это область электростатического ускорения. Поскольку в электросфере существуют радиальные компоненты магнитного поля обоих знаков, ускорению подвергаются заряды обоих знаков, образующие приблизительно нейтральную плазму в магнитосфере. Лоренц-фактор частиц, инжектируемых в магнитосферу, определяется выражением

$$\gamma_i \approx \left(\frac{2elB_0}{mc^2} \right)^{1/2}. \quad (9.26)$$

Если $l \approx 1$ км, а $B_0 \approx 10^{12}$ Гс, то $\gamma_i \approx 10^7$ для электронов, что больше значений, найденных Мишелем [236], и сравнимо со значениями в модели Старрока [337].

Во всех обсуждавшихся выше моделях предполагалось, что как электроны, так и ионы могут свободно покидать поверхность нейтронной звезды. Однако возможно, как указывалось ранее, что ионы не будут выбрасываться с поверхности. Рудерман и Сазерленд [313] рассмотрели следствия этого ограничения для магнитосферы осесимметричного пульсара. Они предположили наличие вакуумных зазоров над поверхностью нейтронной звезды в тех областях, где обычно вытекают положительные заряды (рис. 9.3). В этих зазорах $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$, и поэтому силовые линии над зазорами не участвуют в вынужденном синхронном вращении со

звездой. В приближении, когда высота зазора $h < R_p < R$, Рудерман и Сазерленд показали, что разность потенциалов на зазоре равна

$$\Delta\Phi \approx \frac{QB_0 h^2}{c}. \quad (9.27)$$

Благодаря истечению положительного заряда из внешних областей магнитосферы высота зазора растет со скоростью, близкой к c , а разность потенциалов быстро приближается к верхнему пределу, определяемому уравнением (9.16). Когда ее значение на зазоре достигает примерно 10^{12} В, что соответствует высоте зазора около $5 \cdot 10^3$ см для пульсара с периодом порядка секунды, происходит разряд с образованием электрон-позитронного каскада, аналогичного тому, что предполагался в модели Старрока. При образовании пары внутри зазора электроны ускоряются к поверхности, а позитроны — во внешнюю часть магнитосферы, причем каждая частица достигает энергий, соответствующих $\gamma_p \approx 2 \cdot 10^6$. Если вблизи поверхности звезды существует значительная мультипольная структура, то радиус кривизны ρ_c много меньше дипольного значения $(rc/\Omega)^{1/2}$. При $\rho_c \approx 10^6$ см эти частицы будут генерировать «излучение кривизны» на частоте $\omega_c \approx 5 \cdot 10^{23}$ с⁻¹, так что произойдет развитие электрон-позитронного каскада, как и в модели Старрока. За пределами зазора, где $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$, Рудерман и Сазерленд предсказывают существование потока электрон-позитронной плазмы с $\gamma_s \approx 10^3$. Из уравнения (9.9) следует, что плотность первичных позитронов на расстоянии r составляет

$$n_p \approx \frac{QB_0}{2\pi ec} \left(\frac{R}{r}\right)^3 \approx 5 \cdot 10^{10} \left(\frac{R}{r}\right)^3 [\text{см}^{-3}], \quad (9.28)$$

следовательно, плотность вторичных частиц равна

$$n_s \approx n_p \gamma_p \gamma_s^{-1} \approx 5 \cdot 10^{13} \left(\frac{R}{r}\right)^3 [\text{см}^{-3}]. \quad (9.29)$$

Множитель r^{-3} в этих уравнениях возникает вследствие расхождения силовых линий при удалении от звезды, а численные множители соответствуют пульсару с периодом 1 с. Аналогичный «внешний зазор» может образоваться в области, где диагональная штриховая линия на рис. 9.3 пересекает незамкнутые силовые линии [48]. Предположение о притоке вовнутрь магнитосферы отрицательных зарядов из этого зазора (скорее, чем предположение об истечении положительных зарядов от звезды) позволило бы избежать проблемы течения зарядов через область с зарядом противоположного знака.

В моделях Хенриксена и Нортон [145], а также Рудермана и Сазерленда [313] истекающая из области незамкнутых сило-

вых линий плазма почти нейтральна; ее плотность гораздо выше минимальной плотности при разделении зарядов [уравнения (9.9) и (9.28)]. Окамото [252] указал, что, за исключением монополюсного решения Мишеля [234], не может быть самосогласованного осесимметричного решения с полным разделением зарядов в области незамкнутых силовых линий, если все силовые линии имеют одну и ту же угловую скорость. Поскольку синхронное вращение обусловлено наличием твердой коры у нейтронной звезды, это означает, что плазма должна быть нормальной без разделения зарядов. Выше зоны ускорения плазма, почти определено, должна быть сильно турбулентной. Например, в модели образования пар первичные позитроны движутся сквозь вторичную плазму и генерируют флуктуации в результате двухпоточковой неустойчивости [156]. Возможно также, что в области замкнутых силовых линий плотности гораздо выше минимальной величины, получаемой при разделении зарядов. При анализе свойств этой области Хенриксен и Рейберн [146] пришли к заключению, что плотность частиц вблизи нейтронной звезды составляет $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$, а сама плазма турбулентная и горячая (в условиях сильного гравитационного поля) с энергиями частиц, достигающими до $\sim 10^8$ эВ. Такие же выводы получены в работах [168, 175].

Во многих моделях процесса излучения импульсов предусматривается возникновение импульсов в области замкнутых силовых линий вблизи светового цилиндра. В связи с этим важно определить, насколько близка к световому цилиндру зона синхронного вращения. Хенриксен и Рейберн [146] обратили внимание на то, что область синхронного вращения не может простираться дальше точки, в которой скорость вращения превышает альевеновскую скорость

$$v_A = cB(4\pi n\varepsilon)^{-1/2}, \quad (9.30)$$

где ε — энергия частиц (вблизи звезды $v_A \gg c$). В их модели области замкнутых силовых линий это условие подразумевает наличие предела

$$\gamma_\phi < 2^{1/2}, \quad (9.31)$$

где γ_ϕ — лоренц-фактор синхронного вращения [уравнение (9.22)].

Анализ уравнения самосогласованного поля (9.20) позволил найти более строгий предел размера зоны совместного вращения [157]. Если предполагать наличие только тороидальных токов, то вне зоны радиуса $R_c \approx (R/R_L)^{3/5} R_L$ получаются структуры поля, не имеющие физического смысла. Следовательно, надо допустить возможность полоидальных токов, и поэтому силовые линии должны быть незамкнутыми. Тогда граница зоны синхронного

вращения лежит около $R_c \approx 6 \cdot 10^{-3} P^{-3/5} R_L$, а полюсный угол незамкнутых силовых линий, определяемый из выражения $\sin \theta_p \approx (\Omega R/c)^{1/5}$, гораздо больше дипольного значения [уравнение (9.15)]. Показатель торможения для такой структуры поля равен 2,2, что ниже наблюдаемого значения 2,515 для пульсара в Крабовидной туманности (см. гл. 6). Робертс и Старрок [302, 304] получили сходный показатель торможения на основе предположения, что вещество собирается в зоне «баланса сил», соответствующей значению радиуса, при котором орбитальный период равен периоду пульсара. При меньших значениях радиуса поле должно быть приблизительно дипольным, а при больших значениях должны преобладать инерциальные эффекты и поле изменяется как r^{-2} (ср. решение для звездного ветра). Однако в обсуждавшихся выше бессиловых моделях вещество не может собираться в зоне баланса сил, а ускоряется наружу к световому цилиндру.

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПЕРИОДЫ ПУЛЬСАРОВ

В гл. 6 мы охарактеризовали два вида наблюдаемых изменений периодов пульсаров: регулярное вековое увеличение и беспорядочные непредсказуемые флуктуации. Как описано выше, регулярное увеличение периодов пульсаров обусловлено потерей энергии и момента количества движения в результате электромагнитных процессов. Если магнитное поле пульсара устойчиво и имеет дипольный характер, то показатель торможения равен трем. Факторы, которые могут привести к отклонению величины показателя торможения от этого «канонического» значения, указаны в табл. 9.1.

Острикер и Гани [259] предположили, что гравитационное излучение может оказаться важным на ранних этапах жизни пульсара, особенно если начальная скорость вращения велика. Если это так, то истинный возраст пульсара должен быть меньше характеристического возраста, который при $n=3$ составляет $\tau = \frac{1}{2} P/\dot{P}$. Например, гравитационное излучение должно быть основным процессом потерь энергии в течение примерно первых 80 лет, чтобы объяснить разницу между истинным возрастом пульсара в Крабовидной туманности (922 года в 1976 г.) и характеристическим возрастом (1240 лет). Наблюдаемый показатель торможения меньше трех, и это показывает, что гравитационное излучение сейчас не является доминирующим.

Низкое наблюдаемое значение показателя торможения для пульсара в Крабовидной туманности указывает также на то, что излучение магнитными полями с более высокими порядками

Таблица 9.1

Факторы, влияющие на показатель торможения

	Результат влияния
Мультипольное электромагнитное излучение	$n \geq 5$
Гравитационное квадрупольное излучение	$n = 5$
Установление оси магнитного дипольного поля параллельно оси вращения	$n > 3$
Затухание магнитного поля	$n > 3$
Раднальные деформации силовых линий	$1 \leq n \leq 3$
Установление оси магнитного дипольного поля перпендикулярно оси вращения	$n < 3$
Изменение равновесной формы нейтронной звезды	$n < 3$
Поперечная скорость	$n < 3$

мультипольности обеспечивает лишь незначительный вклад в полную потерю энергии. Скорость потерь энергии приблизительно равна произведению плотности энергии поля на световом цилиндре, эффективной площади светового цилиндра и скорости света:

$$\dot{W} \approx (B_L^2/8\pi)(4\pi R_L^2)c, \quad (9.32)$$

где B_L — напряженность магнитного поля на световом цилиндре. Если $B_L = B_0(R/R_L)^p$, где R — радиус нейтронной звезды, получаем

$$\dot{W} \approx \frac{1}{2} c^3 {}^{-2p} B_0^2 R^{2p} \Omega^{2p-2} \quad (9.33)$$

и $n = 2p - 3$. Для дипольного поля, как указывалось выше, $p = 3$ и $n = 3$. Внешние радиальные деформации силовых линий уменьшают p и, следовательно, n , причем предельным случаем является решение для звездного ветра, где $p = 2$ и, следовательно, $n = 1$. Такие деформации являются наиболее вероятной причиной того, что наблюдаемые показатели торможения имеют значения, меньшие трех. Модели магнитосферы со структурой поля такого типа были описаны в предыдущем разделе.

Некоторые авторы рассматривали вопрос о возможности вековых изменений ориентации магнитной оси относительно оси вращения. В модели, где предполагается, что нейтронная звезда является идеально проводящей сферой, а основным процессом

потеря энергии служит магнитно-дипольное излучение, вращающий момент реакции излучения вынуждает ось диполя переориентироваться параллельно оси вращения за время, сравнимое с временем жизни пульсара. Результирующий показатель торможения $n = 3 + 2 \operatorname{ctg}^2 \alpha$, где α — угол между осью диполя и осью вращения; таким образом, он всегда больше трех и увеличивается со временем. Если ослабить вакуумные условия, то величина n не будет стремиться к бесконечности при $\alpha \rightarrow 0$, так как токи продолжают тормозить вращение. Выводы изменятся также, если учитывать эффекты жесткости коры и несферичности нейтронной звезды. Двумя наиболее вероятными причинами несферичности являются центробежные и магнитные напряжения. Если рассматривать только центробежные напряжения, то равновесной формой вращающейся звезды будет сплюснутый сфероид с моментами инерции:

$$I_1 = I_2 = I_0 \left(1 - \frac{5}{16\pi} \frac{\Omega^2}{G\rho} \right), \quad (9.34)$$

$$I_3 = I_0 \left(1 + \frac{5}{8\pi} \frac{\Omega^2}{G\rho} \right) \quad (9.35)$$

относительно экваториальных осей и оси симметрии соответственно, где $I_0 = \frac{2}{5} MR^2$, а $M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho$. У звезды с достаточной жесткостью ось вращения и ось симметрии не обязательно совпадают; в этом случае ось вращения свободно прецессирует относительно оси симметрии. Если бы звезда была идеально жесткой, формула частоты прецессии имела бы вид

$$\Omega_p = [(I_3 - I_1)/I_1] \Omega \cos \Theta, \quad (9.36)$$

где Θ — угол между осью симметрии и мгновенной осью вращения. Для звезды с меньшей жесткостью большая часть деформаций следует за мгновенной осью вращения, так что частота прецессии меньше, чем следует из уравнения (9.36). Голдрайх [112] показал, что вращательные моменты, обусловленные реакцией излучения, стремятся задемпфировать прецессию, если угол между магнитным дипольным моментом и осью симметрии χ меньше 55° . Напротив, если $\chi > 55^\circ$, угол прецессии Θ возрастает. Прецессия демпфируется также фрикционной диссипацией энергии в коре, когда экваториальный «горб» устанавливается в соответствии с мгновенной осью вращения. Характерное время торможения прецессии фрикционными эффектами зависит от довольно плохо известных свойств коры; обычно полагают, что тормозящие силы преобладают над силами, стремящимися увеличить угол прецессии. Поэтому можно было бы ожидать, что

оси вращения и симметрии должны совпадать и, следовательно, $\alpha = \chi$. Однако если ось симметрии определяется магнитным полем, то есть влияние магнитного поля более значительно, чем другие эффекты, обуславливающие отклонение от состояния, соответствующего мгновенной оси вращения, то магнитная ось будет стремиться стать параллельной оси вращения («выравнивание») или перпендикулярной к ней («противовыравнивание», $\alpha \rightarrow 90^\circ$). Если внутреннее поле звезды преимущественно полоидальное, то $\chi = 0$ и происходит «выравнивание»; если же оно преимущественно тороидальное и его ось совпадает с осью внешнего полоидального поля, то $\chi = 90^\circ$ и ожидается «противовыравнивание». «Выравнивание» или «противовыравнивание» может иметь место также в том случае, если магнитная ось, а не ось вращения перемещается по отношению к звезде. Мейси [212] рассмотрел различные комбинации параметров модели, в которой торможение обусловлено магнитно-дипольным излучением. В моделях с «противовыравниванием» значение n может понижаться до двух во время установления магнитной оси в направлении, перпендикулярном оси вращения (10^5 — 10^6 лет после образования нейтронной звезды). Когда же этот процесс закончится, величина n опять принимает значение, равное трем.

Как упоминалось ранее, за время жизни пульсара может произойти значительное затухание полоидального магнитного поля. Оно должно приводить к уменьшению скорости потерь энергии аналогично тому, как это происходит в результате выравнивания осей, и, следовательно, к увеличению показателя торможения. По-видимому, у пульсара в Крабовидной туманности затухание магнитного поля в настоящее время несущественно. Однако оно может оказаться значительным у более старых пульсаров, для которых величина n пока не определена.

По мере замедления вращения нейтронной звезды неуклонно уменьшается равновесный момент инерции относительно оси I_3 [уравнение (9.35)]. Уменьшается также и фактический момент инерции, если жесткость коры не препятствует этому. Следовательно, скорость замедления и показатель торможения должны быть меньше, чем в отсутствие этого эффекта. Из уравнений (6.17) и (9.35) находим, что поправка к показателю торможения определяется выражением

$$\Delta n = -5n\Omega^2/4\pi G\rho. \quad (9.37)$$

Для $\Omega = 200 \text{ с}^{-1}$ (пульсар в Крабовидной туманности), $n = 3$ и плотности, равной 10^{14} г/см^3 , $\Delta n = -0,0072$, так что рассматриваемый эффект мал. Однако он имеет некоторое значение для интерпретации нерегулярных изменений периода, как описывается далее.

Шкловский [324] обратил внимание на то, что для пульсара, движущегося на расстоянии d со скоростью v поперек луча зрения, имеется эффективный вклад в вековое замедление

$$\Delta\dot{\Omega} \approx -v^2\Omega/cd, \quad (9.38)$$

обусловленный непрерывным изменением радиальной скорости. Если собственный показатель торможения пульсара больше единицы, то большие поперечные скорости приводят к наблюдаемому показателю торможения, меньшему истинной величины, причем поправка имеет вид

$$\Delta n = -(n-1)\dot{\Omega}/\dot{\Omega}. \quad (9.39)$$

Для пульсара PSR 1133+16, который имеет поперечную скорость 310 км/с (табл. 8.2) и находится на расстоянии около 180 пс, вклад этого эффекта в $\dot{\Omega}$ составляет $-3 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-2}$, или около 1,8 % наблюдаемой величины. Таким образом, если $n=3$, то наблюдаемый показатель торможения должен быть меньше примерно на 3,6 %.

Перечисленные в табл. 9.1 и обсуждавшиеся выше эффекты имеют отношение к вековым или долгопериодичным изменениям периодов пульсаров. Как указывалось в гл. 6, у многих пульсаров наблюдаются нерегулярные изменения периодов с гораздо меньшими характерными временами. Наиболее показательными из них являются внезапные увеличения скорости вращения, наблюдавшиеся у пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов. Вскоре после первого увеличения скорости вращения пульсара в созвездии Парусов было высказано предположение [24], что внезапное растрескивание коры нейтронной звезды (*звездотрясение*) приводит к уменьшению момента инерции и, следовательно, к увеличению Ω . Если определить сплюснутость звезды в виде $I = I_0(1+\epsilon)$, то полная энергия вращающейся звезды выражается следующим образом:

$$W = W_0 + \frac{1}{2} I \Omega^2 + \mathcal{A} \epsilon^2 + \mathcal{B} (\epsilon_0 - \epsilon)^2, \quad (9.40)$$

то есть это энергия невращающейся звезды W_0 плюс кинетическая энергия вращения $\frac{1}{2} I \Omega^2$, гравитационная энергия деформации $\mathcal{A} \epsilon^2$ и энергия упругих напряжений $\mathcal{B} (\epsilon_0 - \epsilon)^2$. Значения коэффициентов таковы: $\mathcal{A} \approx \frac{3}{25} GM^2/R$, $\mathcal{B} \approx \frac{1}{2} \mu V_c$ (где μ — средний модуль сдвига для коры, а V_c — ее объем), ϵ_0 — исход-

ная сплюснутость. Если найти минимум полной энергии при постоянных значениях $I\Omega$ и ε_0 , то в первом приближении получим

$$\varepsilon = \frac{I_0 \Omega^2}{4(\mathcal{A} + \mathcal{B})} + \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A} + \mathcal{B}} \varepsilon_0. \quad (9.41)$$

Оценки показывают [25], что для нейтронных звезд $\mathcal{A} \gg \mathcal{B}$, поэтому

$$\varepsilon \approx \frac{I_0 \Omega^2}{4\mathcal{A}} + \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}} \varepsilon_0, \quad (9.42)$$

что при $\mathcal{B} = 0$ соответствует значению для идеальной жидкости [см. уравнение (9.35)]. По мере замедления вращения звезды сплюснутость уменьшается. Однако кора сопротивляется деформациям благодаря своей жесткости и возникают напряжения

$$\sigma = \mu (\varepsilon_0 - \varepsilon). \quad (9.43)$$

При некотором значении Ω напряжения превосходят критическое значение и кора трескается, что приводит к уменьшению исходной сплюснутости $\Delta \varepsilon_0$ и соответствующему уменьшению фактической сплюснутости $\Delta \varepsilon \approx (\mathcal{B}/\mathcal{A}) \Delta \varepsilon_0$. Поскольку

$$\Delta \varepsilon = \Delta I / I = -\Delta \Omega / \Omega, \quad (9.44)$$

это уменьшение ε приводит к увеличению скорости вращения. Вычисленное значение, соответствующее «скачку частоты» пульсара в созвездии Парусов, равно $\Delta \varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-6}$, что составляет довольно значительную часть современного равновесного значения $\varepsilon \approx 5\Omega^2/8\pi G\rho \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$.

Как упоминалось в гл. 6, во время первого скачка частоты пульсара в созвездии Парусов увеличение Ω сопровождалось изменением $\Delta \dot{\Omega} \approx 10^{-2} \dot{\Omega}$. Было предложено объяснение этого уве-

личения $|\dot{\Omega}|$, основанное на двухкомпонентной модели нейтронной звезды (сверхтекучий и несверхтекучий компоненты) [24]. Благодаря тому что внешний тормозящий момент N действует на заряженный несверхтекучий компонент (кора и заряженные компоненты в ядре), заряженные и нейтронные компоненты замедляются в соответствии с уравнениями

$$I_c \dot{\Omega} = -N + \frac{I_c}{\tau_r} (\Omega_n - \Omega), \quad (9.45)$$

$$I_n \dot{\Omega}_n = -\frac{I_c}{\tau_r} (\Omega_n - \Omega), \quad (9.46)$$

где I_c и I_n — моменты инерции заряженных компонентов и сверхтекучих нейтронов соответственно, Ω_n — скорость объемного вращения нейтронов (предполагается, что она постоянна по всей

звезде), а τ_r — время релаксации, характеризующее вязкостную связь между корой и нейтронами. Когда система находится в равновесии, то $\dot{\Omega} = \dot{\Omega}_n$, а

$$\Omega_n - \Omega = \frac{I_n}{I_c} \frac{\tau_r}{T} \Omega, \quad (9.47)$$

где $T = -\Omega/\dot{\Omega}$ — характерное время. Следовательно, внутренняя сверхтекучая нейтронная жидкость вращается быстрее коры. Как представляется, для пульсара в созвездии Парусов τ_r должно составлять несколько лет, так что при $I_n/I_c \approx 1$, то есть для умеренно массивной нейтронной звезды, $(\Omega_n - \Omega)\Omega \approx 10^{-4}$. По-видимому, более старые звезды имеют пониженную внутреннюю температуру и, следовательно, гораздо большие значения τ_r ; возможно, что в таких пульсарах Ω_n во много раз выше Ω [124].

Сразу же после звездотрясения Ω возрастает, а $(\Omega_n - \Omega)$ становится меньше своего равновесного значения. Поэтому увеличивается результирующий тормозящий момент, действующий на заряженные компоненты, что приводит к увеличению $\dot{\Omega}$ до тех пор, пока не восстановится равновесие. Пренебрегая малыми членами в уравнении (9.45), получаем

$$\frac{\Delta \dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} = \frac{\Delta \Omega}{\Omega} \frac{T}{\tau_r} \left[1 - \frac{\Delta I_n I_c}{I_n \Delta I_c} \right]. \quad (9.48)$$

Если, как ожидается, $\Delta I_n/I_n \ll \Delta I_c/I_c$, то относительное увеличение $|\dot{\Omega}|$ должно быть примерно в T/τ_r раз больше относительного увеличения Ω . На основе наблюдательных данных для величин $\Delta \dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ и $\Delta \Omega/\Omega$ при первом скачке частоты у пульсара в созвездии Парусов получаем, что $\tau_r = 3 \cdot 10^{-4} T \approx 6$ лет. Если поведение пульсаров адекватно описывается двухкомпонентной моделью, то соотношение между $\Delta \dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ и $\Delta \Omega/\Omega$ должно быть одним и тем же для разных скачков частоты у данного пульсара независимо от механизма, вызывающего начальный скачок [125]. Изменение этого соотношения может произойти только в том случае, если температура внутри звезд изменится в результате скачка частоты или если величина ΔI_n не равна нулю и не пропорциональна ΔI_c . У пульсара в созвездии Парусов параметры всех трех наблюдавшихся скачков частоты были сходны (табл. 6.1), так что указанное отношение также было постоянным. Однако для пульсара в Крабовидной туманности это соотношение при скачке частоты в 1975 г. оказалось примерно в четыре раза меньше, чем при скачке 1969 г. В предложенных моделях [125] изменения величин $\Delta \dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ и $\Delta \Omega/\Omega$ происходят очень

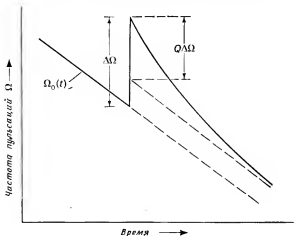


Рис. 9.5. Зависимость угловой частоты вращения пульсара Ω от времени после скачкообразного увеличения скорости вращения [см. уравнение (9.49)].

быстро в первые несколько часов после скачка частоты. Такое поведение еще не наблюдалось, но если оно соответствует действительности, то это повлияет на выводы, получаемые на основе уравнения (9.48).

Из уравнений (9.45) и (9.46) следует зависимость Ω от времени после скачка частоты:

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + \Delta\Omega [1 - Q(1 - e^{-t/\tau_d})], \quad (9.49)$$

где $\Omega_0(t)$ — величина Ω , экстраполированная с момента, предшествующего событию; Q — параметр, характеризующий степень релаксации частоты к экстраполированной величине; $\tau_d = \tau_r I_n / I$ — постоянная времени затухания. На рис. 9.5 показана ожидаемая зависимость Ω от времени. Параметр Q является мерой той части скачка частоты $\Delta\Omega$, которая затем затухает. В рамках простой двухкомпонентной модели величина Q может быть выражена через изменения частоты Ω и ее производных в момент скачка; она связана также с относительными моментами инерции заряженного и нейтронного компонентов:

$$Q = \frac{(\Delta\dot{\Omega})^2}{\Delta\ddot{\Omega} \Delta\Omega} = \frac{I_n}{I} \left[1 - \frac{\Delta I_n I_c}{I_n \Delta I_c} \right] \approx \frac{I_n}{I} \quad (9.50)$$

для малых значений ΔI_n . Поэтому

$$\tau_d \approx Q \tau_r \approx T Q \frac{\Delta\Omega \dot{\Omega}}{\Omega \Delta\ddot{\Omega}}. \quad (9.51)$$

В случае легкой нейтронной звезды большая часть момента инерции связана со сверхтекучим компонентом, так что после релаксации частота будет близка к экстраполированному значению, то есть параметр Q близок к единице. В случае тяжелой звезды большая часть момента инерции может принадлежать заряженному (возможно, твердому) ядру, испытывающему ускорение вместе с корой, так что в этом случае релаксация очень слаба и параметр Q близок к нулю. Однако во всех случаях в звезде должно присутствовать некоторое количество сверхтекучих нейтронов и, как представляется, минимальное значение Q должно составлять около 0,05. Эти результаты наводят на мысль, что пульсар в Крабовидной туманности является легкой звездой ($M \leq 0,5M_{\odot}$), а пульсар в созвездии Парусов тяжелее ($M \geq 1M_{\odot}$).

Однако модель звездотрясения не способна объяснить относительно короткие интервалы между скачками частоты пульсара в созвездии Парусов. Чтобы произошло повторное звездотрясение, напряжения, возникающие в результате изменения сплюснутости при замедлении вращения звезды [уравнение (9.43)], должны опять возрасти до критической величины; требуемое для этого время [25] равно

$$t_q = \frac{2\pi^2}{3I_0} \frac{T}{Q^2} |\Delta \varepsilon|. \quad (9.52)$$

Для пульсара в созвездии Парусов $t_q \geq 10^3$ лет, в то время как скачки частоты этого пульсара разделены промежутками всего лишь в 2,5 и 4 года. Более того, если считать, что скачки происходят каждые несколько лет, то наблюдавшиеся ускорения вращения соответствуют довольно значительной доле (около 1%) современной равновесной сплюснутости. Были предложены две возможные модификации модели звездотрясения для разрешения этих проблем. Если у нейтронной звезды есть твердое ядро, то основные изменения момента инерции могут происходить в виде *ядротрясений* [272]. Поскольку ожидается, что модуль сдвига для ядра должен быть на несколько порядков величины больше, чем модуль сдвига для коры, сплюснутость ядра в настоящее время может быть много больше равновесного значения. Следовательно, относительно большие и частые скачки частоты, наблюдаемые у пульсара в созвездии Парусов, могут быть объяснены в модели ядротрясения. Основные вопросы, связанные с этой моделью, заключаются в том, твердое ли ядро и сколько энергии диссипирует в нем. Если ядротрясения с амплитудой $\Delta \varepsilon \approx 10^{-6}$ происходят каждые несколько лет и в каждом случае выделяется 10^{45} эрг энергии напряжений, то нейтронная звезда нагрелась бы при этом до такой степени, что стала бы заметным источником рентгеновского излучения [266]. Однако та-

кое рентгеновское излучение не наблюдается. Если бы ядро было твердым, то частота его прецессии

$$\Omega_p = \frac{3\epsilon_0 \mathcal{B}}{\mathcal{A} + \mathcal{B}} \Omega \quad (9.53)$$

была бы примерно на три порядка величины больше по сравнению со значением для жидкого ядра (то есть период прецессии имел бы значение порядка нескольких минут, а не суток) [272]. При достаточно большом угле прецессии в этом случае могли бы наблюдаться значительные изменения периода пульсара (см. ниже) или амплитуды импульса, но такие эффекты в пульсарах не наблюдаются.

Совершенно иная интерпретация больших скачков частоты у пульсара в созвездии Парусов была предложена в работах [5, 309]. Взаимодействие между нормальными сердцевинами вихревых линий и центральной зоной нормальных нейтронов должно замедлять сверхтекучие нейтроны за относительно короткое время. Однако, если сердцевинки вихрей «приколоты» к ядрам коры, это может предотвращать замедление сверхтекучей жидкости. В областях с большим значением энергетической щели сверхтекучести ξ результирующие напряжения скорее могут вызвать растрескивание коры, чем откалывание вихревых линий. Это может приводить к переносу момента количества движения от сверхтекучих нейтронов к коре и к ускорению вращения коры. Если существует центральная зона нормальных нейтронов, только малая часть сверхтекучих нейтронов может включаться в такой перенос момента количества движения, и, как ожидается, относительное ускорение вращения должно быть близким к наблюдаемому значению $\Delta\Omega/\Omega \approx 2 \cdot 10^{-6}$. Конечно, в этой модели надо найти иные механизмы, обуславливающие затухание $\dot{\Omega}$ после ускорения вращения. Рудерман [309] предположил, что ползучесть решетки, возникающая как реакция на большие напряжения, вызванные воздействием сердцевин вихрей на кору, эффективно снижает наблюдаемую скорость замедления $|\dot{\Omega}|$. Такие напряжения должны сниматься при растрескивании коры, так что наблюдаемая скорость замедления должна возрастать. Оценки величины релаксации вследствие ползучести показывают, что можно было бы получить наблюдаемое значение $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} \approx 10^{-2}$.

Другие механизмы, предложенные для объяснения наблюдаемых скачков скорости вращения, связаны с магнитосферными неустойчивостями [303, 316] и неустойчивым движением сверхтекучих нейтронов [126]. Видимая связь между активностью «жгутов» в Крабовидной туманности и скачками периода пульсара в ней привела к объяснению, основанному на внезапном

высвобождению частиц, удерживаемых в областях с замкнутыми силовыми линиями. Максимальный момент инерции плазмы, который может удержать магнитное поле пульсара, составляет $I_p \approx B_0^2 R^3 / 6\Omega^2$ [308]. Если бы вся эта плазма внезапно высвободилась (без создания вращающего момента, действующего на звезду), то $\Delta\Omega/\Omega \approx I_p/I \approx B_0^2 R/M\Omega^2$, что приводит к $\Delta\Omega/\Omega \leq \leq 10^{-6}$ для пульсара в Парусах и $\Delta\Omega/\Omega \leq 10^{-7}$ для пульсара в Крабовидной туманности. Поэтому возможно, что наблюдаемые у пульсара в Крабовидной туманности скачки частоты связаны с этим эффектом однако маловероятно, чтобы такая связь существовала для пульсара в созвездии Парусов. Основные трудности такой интерпретации касаются вопроса, накапливается ли в магнитосфере достаточная масса, а если накапливается, то почему остается там в течение столь длительных промежутков времени, внезапно высвобождаясь во время скачка.

Если бы нейтронная сверхтекучая жидкость была турбулентной, могли бы возникать флуктуации скорости переноса момента количества движения от нейтронов к коре. Однако Рудерман и Сазерленд [312] показали, что вихревые линии в сверхтекучей жидкости имеют склонность оставаться параллельными оси вращения, подавляя тем самым любую тенденцию к турбулентности.

Как описано в гл. 6, у некоторых пульсаров, особенно имеющих большие значения параметра $\dot{P}P^{-5}$, наблюдаются беспорядочные скачки частоты обоих знаков с $|\Delta\Omega| \leq 10^9$ Гц. Пайнс и Шейхем приписали [271] эти события *микротрясениям* в коре нейтронной звезды, возникающим вследствие напряжений, вызываемых линейно растущим углом прецессии. Такая нарастающая прецессия может иметь место, если вращательный момент, обусловленный реакцией излучения, действует в плоскости, образованной осью симметрии звезды и вектором момента количества движения, а не остается фиксированным по отношению к звезде. Если вектор вращательного момента перемещается таким образом, то возникающие вследствие прецессии напряжения возрастают за более короткое характерное время, чем напряжения, обусловленные изменением сплюснутости ϵ , и высвобождаются при микротрясениях, когда одновременно уменьшается угол прецессии Θ и слегка падает ϵ . Знак результирующего скачка частоты зависит от соотношения между величинами $\Delta\Theta$ и $\Delta\epsilon$ и может быть разным. По оценкам Пайнса и Шейхема [271], скачки частоты $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-11}$ у пульсара в Крабовидной туманности могли бы происходить по нескольку раз в сутки, если бы текущий угол прецессии был равен примерно 3° . Этого было бы достаточно для объяснения частотных нерегулярностей, наблюдаемых у пульсара в Крабовидной туманности (рис. 6.7). В работе

[47] высказывается предположение, что некоторые из наблюдаемых нерегулярностей могли бы непосредственно следовать из прецессии, если бы нейтронные звезды были трехосными.

Был предложен ряд других механизмов для объяснения наблюдаемых случайных изменений периодов пульсаров. Дифференциальное вращение в сверхтекучем ядре, особенно вслед за увеличением скорости вращения, может возбуждать у вихревых линий различные моды колебаний Ткаченко [308]. Результирующий фрикционный переменный момент, приложенный к коре нейтронной звезды, может вносить вклад в наблюдаемые нерегулярности. Другой возможный механизм, предложенный Рудерманом [308], заключается в растрескивании коры нейтронной звезды, которое вызывается магнитными напряжениями. Если кора затвердела до снятия этих напряжений, ей приходится выдерживать усилия $\sim B^2/8\pi = 10^{23}$ дин/см², чтобы стабилизировать поле. В более слабых участках коры это может оказаться невозможным. Как упоминалось выше, сердцевина вихрей в нейтронной сверхтекучей жидкости, по-видимому, «приколоты» к ядрам коры. В работе [5] высказывалась мысль, что у некоторых пульсаров замедление сверхтекучей жидкости и, следовательно, коры протекает нерегулярно по мере того, как вихри «выползают» наружу. Там, где вихри «приколоты» настолько сильно, что «выползание» невозможно, сверхтекучая жидкость должна иметь постоянную угловую скорость и нерегулярности замедления вращения коры отсутствуют. Такая картина может быть реальной для большинства пульсаров. Наконец, существует возможность, что нерегулярности периода возникают из-за небольших изменений структуры магнитосферы. Поскольку полное представление о процессах в магнитосфере отсутствует, эта идея детально не разрабатывалась.

МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ

Одним из наименее понятых аспектов проблемы пульсаров является механизм, который преобразует вращательную энергию нейтронной звезды в наблюдаемые нами импульсы. Были предложены многочисленные теоретические модели механизма излучения, но ни одна из них не стала общепринятой, частично благодаря большому разнообразию наблюдательных данных. Некоторые авторы фактически предполагали, что у разных пульсаров могут быть разные механизмы излучения. Однако, если не считать излучения в оптическом и еще более высокочастотном диапазонах, характеристики радиоизлучения от различных пульсаров достаточно подобны, так что ко всем пульсарам, вероятно, применима единая основная модель. Такая модель еще не конкретизована настолько, чтобы удовлетворить большинство астрофизиков, но похоже, что она должна включать (по крайней мере, частично) механизмы, предложенные к настоящему времени.

В этой главе вначале дается обзор основных требований к механизму излучения импульсов, вытекающих из данных наблюдений. Наиболее важные из них заключаются в том, что излучение должно испускаться в относительно узком пучке, а механизм излучения должен обеспечить создание исключительно высокой удельной интенсивности (или яркостной температуры) в широкой полосе частот. Затем описываются когерентные механизмы, способные создать такое излучение высокой интенсивности. Предложенные механизмы излучения можно для удобства разделить в соответствии с их локализацией относительно нейтронной звезды. В главе поочередно обсуждаются процессы, протекающие вне светового цилиндра, процессы, при которых излучение возникает в области магнитосферы с замкнутыми силовыми линиями, и процессы, связанные с областью незамкнутых силовых линий. Вслед за этим рассматриваются механизмы оптического, рентгеновского и гамма-излучения. Наконец, обсуждаются модели дрейфа субимпульсов и эволюция пульсаров к такому состоянию, когда они больше не испускают значительного импульсного излучения.

ТРЕБОВАНИЯ, СЛЕДУЮЩИЕ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

В настоящее время общепринято, что пульсары — это вращающиеся нейтронные звезды. Поэтому самое главное требование к любому предлагаемому механизму излучения заключается в том, чтобы генерировался пучок излучения, фиксированный по направлению относительно нейтронной звезды. Пучок должен обладать шириной по долготе порядка 10° (с точки зрения внешнего наблюдателя), и эта ширина должна оставаться почти постоянной в полосе частот, охватывающей несколько порядков величины частоты. Поскольку средние профили довольно сложны по форме и (за исключением изменения моды) весьма стабильны, то и факторы, определяющие форму и долготу пучка, должны быть столь же стабильными.

Распространенность «двойных» средних профилей указывает на то, что пучки с эффективной двухлепестковой диаграммой направленности представляют собой обычное явление. Например, в моделях, где излучение испускается в радиальном направлении вдоль незамкнутых силовых линий (модели с излучением из области магнитных полюсов), можно ожидать появления двойных профилей, если излучаемый пучок имеет форму полого конуса. В таких моделях будет наблюдаться двойной профиль, если луч зрения и магнитная ось образуют почти одинаковые углы с осью вращения, тогда как единичный профиль будет наблюдаться, если луч зрения по мере вращения звезды будет проходить вблизи края пучка излучения. В других моделях средний профиль определяется распределением излучающих частиц по долготе, например вокруг светового цилиндра.

Интеримпульсы обычно связываются с источником излучения, расположенным на противоположной стороне звезды относительно основного источника. В моделях магнитных полюсов интеримпульсы отождествляются с излучением от противоположного полюса магнитного поля, имеющего преимущественно дипольный характер; они видны, если магнитная ось и ось вращения приблизительно перпендикулярны. В поддержку этой модели говорят аналогичные поляризационные характеристики основного импульса и интеримпульса у пульсара в Крабовидной туманности (рис. 4.8). Эта модель согласуется также с наблюдаемым числом пульсаров, обладающих интеримпульсами.

Однако некоторые наблюдения наводят на мысль, что основные импульсы и интеримпульсы могут быть связаны более тесно. Во-первых, у всех пульсаров с интеримпульсами (за исключением PSR 0904+77, где принятое значение периода может оказаться в два раза больше истинного периода) период меньше 0,6 с. Если магнитная ось не всегда стремится стать параллельной

оси вращения, можно было бы ожидать наличия интеримпульсов у пульсаров с любым периодом. Во-вторых, радионаблюдения пульсара в Крабовидной туманности показали, что существует очень сильная корреляция между долгосрочными изменениями интенсивности основного импульса и интеримпульса (рис. 4.7). Причина такой корреляции далеко неочевидна, если основной импульс и интеримпульс возникают в местах, расположенных далеко друг от друга. В-третьих, существует значительное излучение между основным импульсом и интеримпульсом пульсара PSR 0950+08 (рис. 2.2), в оптическом и рентгеновском профилях пульсара в Крабовидной туманности (рис. 4.6), а также в оптическом и гамма-профиле пульсара в созвездии Парусов (рис. 5.1). Все эти профили в сущности аналогичны профилям двухкомпонентных пульсаров, например PSR 0525+21 и PSR 1133+16, за исключением более широкого разделения компонентов. Наконец, меньшее расстояние между компонентами оптического импульса пульсара в созвездии Парусов и симметричное расположение их относительно гамма-компонентов дают сильное основание для предположения, что излучение идет от одной полярной области. Может оказаться, что фундаментальное различие между пульсарами с двухкомпонентным профилем и пульсарами с интеримпульсом отсутствует. Например, в модели с излучением из области магнитных полюсов интеримпульс должен наблюдаться при угле раствора конуса, близком к 180° (веерообразный пучок).

Процесс (или процессы) излучения должен обладать способностью создавать широкополосное излучение как на радиочастотах, так и в оптической области. На радиочастотах наблюдаемые импульсы имеют ширину полосы свыше 100 МГц; похоже, что у многих пульсаров спектр отдельных импульсов не отличается значительно от спектра среднего импульса. Свидетельства флуктуаций формы или интенсивности оптических импульсов пульсара в Крабовидной туманности также отсутствуют, так что спектр каждого импульса должен быть идентичным спектру среднего импульса.

Процессы излучения должны обладать способностью создавать наблюдаемые светимости и яркостные температуры радио-, оптического и рентгеновского излучения. Наблюдаемые светимости (если считать пучок конусообразным) лежат в пределах 10^{25} — 10^{28} эрг/с для большинства пульсаров. Если допустить, что площадь источника составляет 10^{15} см² (свет пересекает ее за время 1 мс), то соответствующие этим светимостям удельные интенсивности очень велики (10^4 — 10^7 эрг/(см²·с·Гц·ср)), а яркостные температуры лежат в пределах от 10^{23} до 10^{26} К. Наблюдения микроструктуры с характерным временным масштабом ~ 100 мкс у ряда пульсаров, а также иногда появляющихся ин-

тенсивных импульсов у пульсара в Крабовидной туманности указывают на еще более высокую яркостную температуру — от 10^{80} до 10^{81} К. Как упоминалось в гл. 1, эти исключительно высокие яркостные температуры не могут быть созданы ни одним некогерентным механизмом излучения, поскольку потребовались бы невероятно высокие энергии частиц. Более того, если бы даже существовали частицы столь высоких энергий, они не излучали бы в радиодиапазоне, где наблюдается большинство пульсаров.

Светимость пульсара в Крабовидной туманности в оптическом и рентгеновском диапазонах очень высока — около 10^{35} эрг/с, но подразумеваемые яркостные температуры не превышают 10^{11} К, что гораздо меньше, чем в радиодиапазоне. Для некогерентного излучения такой интенсивности требуются частицы с энергией $\epsilon \geq kT \approx 10^7$ эВ. Такие энергии сравнимы с теми, которые предполагаются в магнитосферах пульсаров, поэтому когерентность оптического излучения не обязательна. Это согласуется с наблюдаемым отсутствием флуктуаций интенсивности у оптических импульсов. По-видимому, плазма в излучающей области должна быть турбулентной, поэтому отсутствие флуктуаций интенсивности означает, что оптические импульсы излучаются из области, достаточно большой по сравнению с масштабом турбулентности.

Как отдельные, так и средние импульсы часто обладают сильной линейной поляризацией на радиочастотах. В средних импульсах позиционный угол часто плавно изменяется вдоль профиля, причем его полное изменение не превышает 180° . Эти изменения позиционного угла не зависят от частоты; они, как и сам средний профиль, стабильны в течение длительных интервалов времени. Отсутствие частотной зависимости означает, что изменения позиционного угла в пределах импульса являются геометрическим эффектом, вероятнее всего связанным с ориентацией магнитного поля в излучающей области, а не вызваны эффектами распространения излучения в магнитосфере пульсара или в межзвездной среде (этот эффект будет обсуждаться далее в связи с проблемой излучения из областей с незамкнутыми силовыми линиями).

В ряде моделей, например [83, 94], предполагается, что средний профиль должен представлять форму пучка излучения отдельной группы частиц. Изменения позиционного угла поляризации в пределах профиля связываются при этом с изменением проекции единичного вектора, неподвижного по отношению к нейтронной звезде. В других моделях, например [277, 331], пучок, излучаемый отдельной группой частиц, гораздо уже среднего профиля (с этим пучком можно отождествить субимпульсы или микроимпульсы). В этом случае средний профиль отражает

пространственное распределение излучающих областей, у каждой из которых имеется своя проекция направления поля.

Ряд наблюдений свидетельствует в пользу последней интерпретации. Во-первых, средние профили разных пульсаров сильно различаются; часто они бывают сложны по форме, причем у некоторых пульсаров имеется пять отдельных компонентов, поддающихся отождествлению. Кажется маловероятным, чтобы излучение отдельной группы частиц могло наблюдаться в виде пучка столь сложной формы. Во-вторых, средние профили исключительно стабильны в течение длительных промежутков времени; одновекторная модель означала бы необходимость такой же стабильности параметров частиц, например энергии и питч-углов. В-третьих, разные участки среднего профиля имеют, вообще говоря, разные флуктуационные характеристики и разные спектральные индексы, а поляризация отдельных субимпульсов изменяется вдоль профиля. Например, ортогонально поляризованные субимпульсы обычно наблюдаются лишь в определенной части профиля. Наконец, трудно объяснить явление изменения моды, если средний импульс полностью генерируется отдельной группой частиц. Если же разным участкам среднего профиля соответствует излучение разных частиц, изменение моды может происходить вследствие изменения их пространственного распределения.

Существует ряд корреляций между различными свойствами пульсаров. Любая удовлетворительная модель пульсаров должна объяснять эти корреляции или по крайней мере не противоречить им. Как было описано в гл. 2, пульсары можно разбить на два класса в соответствии с формой их профилей: пульсары типа С имеют сложный (обычно двойной) профиль, тогда как пульсары типа S имеют простой профиль с одним максимумом. Эти классы содержат подклассы пульсаров, у которых проявляется дрейф субимпульсов (типы CD и SD). Многие из корреляций удобно описывать с учетом этой классификации. Во-первых, как показано на рис. 10.1, форма профиля зависит от периода, причем у большинства пульсаров типа С периоды превышают одну секунду. Возможность того, что долгопериодические пульсары имеют иную историю эволюции, нежели короткопериодические, уже упоминалась в гл. 8. Рис. 10.1 демонстрирует лишь слабую корреляцию между периодом и светимостью; однако стоит заметить, что большинство пульсаров типа С имеет довольно низкую светимость.

Отмечается тенденция к увеличению производной периода для пульсаров типа С и к уменьшению для пульсаров типа D, особенно для подкласса SD. Существует также корреляция между направлением дрейфа субимпульсов и производной периода, как показано на рис. 10.2. Пульсары с дрейфом субим-

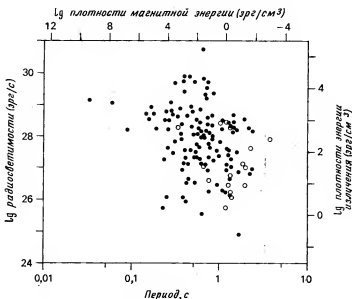


Рис. 10.1. Радиосветимость пульсаров как функция периода. Светимости вычислены по наблюдаемой энергии импульса на частоте 400 МГц в предположении, что ширина полосы равна 400 МГц и что пучок имеет коническую форму с угловым раствором $2\pi W_e/P$, где W_e — эквивалентная ширина импульса. Приведены также соответствующие плотности энергии излучения в источнике (вычисленные в предположении, что площадь источника равна 10^{15} см^2) и плотности магнитной энергии на световом цилиндре (вычисленные в предположении, что поле является дипольным и имеет напряженность $B_0 = 10^{12} \text{ Гс}$ при $R = 10^6 \text{ см}$). Влияние изменения диаграммы направленности пучка вследствие синхронного вращения на плотность энергии излучения не учитывалось. (Черными кружками обозначены пульсары типа S, светлыми кружками — типа C.)

пульсов преимущественно к переднему фронту профиля все без исключения имеют малые производные периодов. Более того, все такие источники принадлежат к типу SD. У некоторых пульсаров

с относительно высоким значением \dot{P} наблюдается довольно нерегулярное поведение дрейфа субимпульсов. У пульсаров

с наибольшими значениями \dot{P} дрейф идет в основном к заднему фронту профиля, а у пульсаров с промежуточными значениями

\dot{P} наблюдаются оба направления дрейфа. Как указали Ритчингс и Лайн [300], эти корреляции делают несостоятельной любую модель, в которой характер дрейфа субимпульсов зависит от

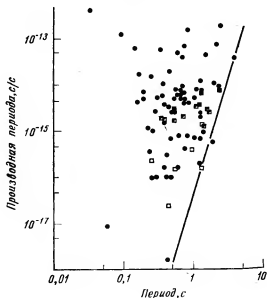


Рис. 10.2. Производная пульсара как функция периода для 87 пульсаров. Наклонная линия соответствует постоянной напряженности магнитного поля (~ 2 Гс) на световом цилиндре в предположении, что момент инерции нейтронной звезды равен постоянной величине 10^{45} г·см². Пульсары типа D изображены квадратами (светлыми — если субимпульсы дрейфуют от заднего фронта среднего профиля к переднему; черными — если дрейф идет в противоположном направлении; зачерненными наполовину — если наблюдаются оба направления дрейфа).

положения наблюдателя относительно оси вращения или магнитной оси звезды.

Наклонная линия на рис. 10.2 соответствует постоянному значению параметра $\dot{P}P^{-5}$. Очевидно, что импульсы не могут генерироваться, если этот параметр меньше величины, представляемой линией ($\sim 5 \cdot 10^{-17}$ с⁻⁵). Эта корреляция будет обсуждаться в конце главы.

КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

По определению, удельная интенсивность I_v источника когерентного излучения, содержащего N частиц, должна удовлетворять условию

$$I_v > NI_{v,i}, \quad (10.1)$$

где $I_{v,i}$ — интенсивность излучения одной частицы. Существуют два типа когерентных механизмов. Для первого требуется нали-

чие сгустков частиц размером меньше длины волны, разнесенных друг от друга на расстояние больше длины волны; когда частицы сгруппированы таким образом, то складываются поля, а не интенсивности, так что результирующая интенсивность $I_v \approx N^2 I_{v,i}$, если N — число частиц на сгусток. Механизм второго типа реализуется при наличии мазерного усиления, то есть индуцированного излучения. При мазерном механизме интенсивность источника размером l с коэффициентом спонтанного излучения j и коэффициентом поглощения κ дается выражением

$$I_v = \frac{j}{\kappa} (1 - e^{-\kappa l}). \quad (10.2)$$

Если коэффициент поглощения κ отрицателен, а $-\kappa l \gg 1$, то I_v будет экспоненциально возрастать с увеличением размера источника; тем самым будет удовлетворяться условие, выраженное соотношением (10.1).

Мазерный механизм естественно объясняет высокую степень направленности и поляризации излучения. Коэффициент κ обычно является функцией направления и поляризации, так что интенсивность I_v сильно зависит от этих параметров. Когерентное излучение сгустков частиц также может иметь стопроцентную поляризацию. Рассмотрим для примера излучение кривизны: если степень когерентности максимальна в направлении, тангенциальном полю, а излучение отдельных частиц полностью линейно-поляризовано, то и результирующее когерентное излучение будет линейно-поляризовано на 100 %.

В большинстве моделей механизма излучения пульсаров для получения наблюдаемых интенсивностей излучения привлекается группировка частиц. Как указал Старрок [337], маловероятно, что течение зарядов вдоль незамкнутых силовых линий должно быть устойчивым. В предложенной им модели пульсара около поверхности звезды создается каскад электрон-позитронных пар. Разделение этих зарядов уничтожает ускоряющее поле, так что можно ожидать наличия осциллирующего потока зарядов в виде последовательности зарядовых слоев, вытекающего из области полярной шапки звезды. Излучение таких слоев может быть когерентным на радиочастотах. Альтернативный механизм группировки был предложен Голдрайхом и Кили [114], которые показали, что движущийся по круговой траектории поток частиц неустойчив по отношению к образованию сгустков, если ширина потока и разброс скоростей в нем не очень велики. Изменения силы реакции когерентного излучения вдоль потока приводят к нарастанию зарядовых флуктуаций масштаба l , который удовлетворяет условию $\gamma^{-3} \ll l/\rho_c \ll 1$, где ρ_c — радиус кривизны. Для потока частиц с $\gamma \approx 10^4$ и плотностью $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$, движущегося вдоль силовой линии с $\rho_c \approx 10^7$ см, инкремент

нарастания «группирующей» неустойчивости велик по сравнению с c/ρ_c , что может приводить к генерации когерентного излучения кривизны в радиодиапазоне.

В модели магнитосферы, предложенной Рудерманом и Сазерлендом [313], плазма в области незамкнутых силовых линий состоит из вытекающих наружу с $\gamma_s \approx 10^3$ электронов и позитронов вторичного происхождения, а также первичных позитронов, вытекающих наружу с $\gamma_p \approx 10^6$ и имеющих меньшую плотность. Как ожидается, такая ситуация должна привести к развитию классической «двухпотоковой» неустойчивости, где кулоновское взаимодействие между плазмой и быстро движущимися позитронами ведет к образованию плазменных волн большой интенсивности. В системе координат вторичных частиц инкремент нарастания неустойчивости максимален на плазменной частоте

$$\omega_p' \approx \left(\frac{4\pi n_s' e^2}{m} \right)^{1/2}, \quad (10.3)$$

где $n_s' = n_s/\gamma_s$ — плотность вторичных частиц в системе координат, где они покоятся. Благодаря изменению масштаба времени и доплеровскому сдвигу частота этих плазменных волн в системе координат наблюдателя равна

$$\omega_p = 2\gamma_s \omega_p', \quad (10.4)$$

поэтому из уравнений (9.28) и (9.29) следует

$$\omega_p \approx \left(\frac{8e\gamma_p \Omega B_0}{mc} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{r} \right)^{1/2}. \quad (10.5)$$

Для $r = 10^2 R \approx 10^8$ см, $\gamma_p = 10^6$, $\Omega = 6$ с⁻¹ и $B_0 = 10^{12}$ Гс плазменная частота $\omega_p \approx 10^{10}$ с⁻¹. Рудерман и Сазерленд оценили, что инкремент развития этой неустойчивости достаточен для сильного группирования частиц на длине порядка 10^8 см. В этой области магнитное поле почти дипольное, так что $\rho_c \approx 10^9$ см, а критическая частота «излучения кривизны» вторичных частиц $\omega_c \approx 10^{11}$ с⁻¹. При частоте ниже критической интенсивность излучения кривизны $\sim \omega^{1/2}$, а выше этой частоты спектр убывает экспоненциально. Поэтому в связи с тем, что $\omega_p < \omega_c$, происходит значительное усиление низших мод излучения кривизны при группировке. По оценкам коэффициент усиления должен превышать 10^{17} , что приводит к яркостным температурам, близким к наблюдаемым. Ожидается возрастание спектра в сторону более длинных волн (что и наблюдается), поскольку когерентное излучение с большей длиной волны получается от более крупных сгустков. Когда размер сгустка превышает длину волны, степень когерентности быстро падает. Этот эффект мог бы привести к наблюдаемому повышению крутизны спектра пульсаров на более высоких частотах.

Модели когерентного излучения сгустков частиц были подвергнуты критике Гинзбургом и Железняковым [107], потому что время жизни сгустков очень мало. Например, при разбросе по скоростям $\Delta v = 10^9$ см/с и размере сгустка $l = 10$ см сгусток должен рассеяться за время $\Delta t \approx l/\Delta v = 10^{-8}$ с. Однако если сгусток движется по направлению к наблюдателю с высокой релятивистской скоростью, как в модели Рудермана и Сазерленда, то разброс скоростей в системе координат, связанной с наблюдателем, будет не столь большим и, следовательно, время жизни сгустка окажется больше.

В модели амплитудно-модулированного шума [296] предполагается, что излучаемый сигнал состоит из импульсов дробового шума длительностью около $(\Delta v)^{-1}$, где Δv — полная полоса частот излучения, составляющая около 10^9 Гц. Эти наносекундные импульсы можно отождествить с излучением отдельного когерентного сгустка. Временной масштаб может отражать либо время жизни состояния с максимальной когерентностью, либо время, в течение которого узкий пучок направлен на наблюдателя. Было показано [66], что наблюдаемую микроструктуру импульса PSR 2016+28 можно представить в виде амплитудной модуляции белого гауссова шума. Такой шум (в соответствии с центральной предельной теоремой) может создаваться при некогерентном сложении многих независимых импульсов дробового шума. Некогерентное сложение может происходить в источнике (если в мгновенный сигнал вносят вклад много независимых сгустков), в магнитосфере пульсара или в межзвездной среде (из-за процессов дисперсии и рассеяния) или в приемнике (из-за сглаживания в результате конечной полосы частот).

В отличие от механизмов группировки мазерное усиление возможно в однородной среде. Для получения отрицательного коэффициента поглощения требуется инверсная заселенность. Релятивистские частицы с неизотропным распределением по скоростям создают такую инверсную заселенность. Например, в магнитосфере пульсаров питч-углы ξ частиц, выходящих вдоль незамкнутых силовых линий, по существу равны нулю. Это обусловлено коротким временем высвечивания при синхротронном излучении, а также сохранением адиабатического инварианта $B/\sin^2 \xi$ при движении частиц наружу. Возможны два основных типа мазерного усиления: непосредственное усиление электромагнитных волн и усиление плазменных волн, которые затем преобразуются в электромагнитные.

Мазерный механизм первого типа, при котором излучение возникает на поверхности нейтронной звезды вблизи магнитных полюсов, был предложен Циу и Кануто [49]. В исключительно сильном магнитном поле энергия электрона (при движении,

перпендикулярном к направлению поля) квантуется по уровням Ландау, так что полная энергия определяется выражением

$$\epsilon = \left(k + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_B + p^2/2m, \quad (10.6)$$

где k — квантовое число, $\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота, а p — импульс в направлении поля. Для $B \approx 10^{12}$ Гс $\hbar \omega_B \approx 10^4$ эВ, так что нерелятивистские электроны заполняют только низшие уровни Ландау. Двумя главными процессами излучения в такой системе являются квантовый аналог синхротронного излучения

$$e(k) \rightarrow e(k') + \gamma \quad (10.7)$$

и кулоновское тормозное излучение при столкновении с ионами

$$e(k) + Z \rightarrow e(k') + Z + \gamma. \quad (10.8)$$

Последний процесс возможен, когда электроны находятся на самом низком уровне Ландау ($k=0$), что соответствует одномерному движению вдоль поля; при этом генерируется непрерывный спектр энергий фотонов вплоть до начальной энергии электронов. Было показано, что коэффициент поглощения отрицателен, если вероятность перехода (как функция импульса p) возрастает не быстрее, чем p , и если число электронов с импульсом p возрастает с увеличением p . Для процесса кулоновского тормозного излучения указанное условие удовлетворяется при нерелятивистских электронах. Для случая потокового движения с энергией ~ 10 эВ на электрон (что соответствует полю $\sim 0,1$ В/см) было найдено, что мазер насыщается на расстоянии около 1 см с яркостной температурой в диапазоне 10^{21} – 10^{28} К в зависимости от более детальных параметров.

Второй мазерный механизм с усилением электромагнитных волн был предложен Коком [54]. В этой модели усиление происходит в областях, где электроны квазистатически ускоряются электрическим полем до ультрарелятивистских энергий. Например, электрические поля в области полярной шапки ускоряют электроны вдоль силовых линий до высоких энергий, достигающих 10^{12} эВ (гл. 9). Кок нашел, что при распространении через область размером l , содержащую электрическое поле E , под углом θ относительно электрического поля, когда $\theta \gamma^{1/2} \gg 1$, а

$$\gamma = eEl/(mc^2) \gg 1, \quad (10.9)$$

оптическая толщина выражается как

$$\tau \approx \frac{1}{4\pi} \theta^2 \gamma^2 (1 - \theta^2 \gamma^2) \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2. \quad (10.10)$$

При $\theta \approx 2\gamma^{-1/2}$, $\gamma \approx 10^6$, $\omega_p \approx 10^7$ с $^{-1}$ и $\omega \approx 10^9$ с $^{-1}$ оптическая толщина составляет ~ 100 , что ведет к значительному усилению излучения. При углах $\theta \gg \gamma^{-1/2}$ усиления нет из-за отсутствия дви-

жения электронов поперек магнитного поля; поэтому излучение сильно концентрируется в направлении магнитного поля.

Механизм когерентного усиления электромагнитных волн путем индуцированного рассеяния плазменных волн был предложен Гинзбургом, Железняковым и Зайцевым [109]. Эти авторы рассматривают холодную (т. е. нерелятивистскую) плазму, где возбуждены продольные плазменные волны большой интенсивности на частотах вблизи ω_p , например, в результате двухпоточковой неустойчивости. Преобразование этих волн в электромагнитные волны на частотах $\omega \approx \omega_p$ может происходить путем спонтанного и индуцированного рассеяния. Гинзбург, Железняков и Зайцев нашли, что при плотности электронов 10^8 см^{-3} плотности энергии плазменных волн свыше $3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}^3$ и длине пробега около 10^8 см оптическая толщина велика и отрицательна для излучения в радиочастотном диапазоне.

В этой модели частота рассеянного излучения близка к плазменной частоте, потому что плазма холодная. Однако плазма в областях как с незамкнутыми, так и с замкнутыми силовыми линиями почти определенно является сильно релятивистской. Данные об интенсивности излучения вблизи источника, полученные на основе наблюдений, дают независимое доказательство того, что плазма в излучающей области релятивистская. Независимо от механизма излучения плотность энергии плазмы U_p должна превосходить плотность энергии излучения U_R , то есть

$$U_p = n\varepsilon > U_R = F/c, \quad (10.11)$$

где F — поток излучения вблизи источника, а n — плотность частиц с энергией ε . В типичном случае поток излучения больше $10^{14} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$, так что плотность энергии плазмы должна быть выше $3 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^3$; следовательно, если $n \leq 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, энергии частиц (электронов) должны быть релятивистскими. Для пульсара в Крабовидной туманности потоки гораздо выше [$F \gg 10^{20} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)}$], так что плотность нерелятивистского газа должна была бы превышать 10^{16} см^{-3} . Столь высокие плотности маловероятны, за исключением, возможно, областей вблизи звезды.

Релятивистская плазма, в которой частицы имеют практически нулевойpitch-угол, неустойчива по отношению к развитию плазменных волн [175]. В области с сильным магнитным полем ($\omega_B \gg \omega_p$) могут существовать три различных типа низкочастотных ($\omega \ll \omega_B$) волн: продольные с $\omega \approx \omega_p \approx (4\pi ne^2 c^2 / \varepsilon)^{1/2}$, альвеновские (обыкновенная мода) и быстрые магнитно-акустические (необыкновенная мода). Анизотропное распределение по pitch-углам приводит к неустойчивости альвеновских волн с инкрементом нарастания Γ_A , определяемым из выражения

$$\Gamma_A / \omega_p \approx (c/v_A)^{3/2}, \quad (10.12)$$

где число частиц с энергией ϵ пропорционально $\epsilon^{-\nu}$, $v_A = = cB(4\pi e)^{-1/2}$ — альвеновская скорость. Поскольку $v_A \gg c$ в интересующей нас области, инкремент меньше плазменной частоты, но все же достаточно высок для того, чтобы плотность энергии альвеновских волн была сравнима с плотностью энергии плазмы для любого источника с разумными размерами. Максимальное нарастание альвеновских волн происходит на частотах, близких к ω_p — частоте продольных волн. Следовательно, перенос энергии от альвеновских волн к продольным волнам путем комптоновского или индуцированного рассеяния весьма эффективен. Каплан и Цытович [176] приводят следующее выражение для инкремента нарастания продольных волн:

$$\frac{\Gamma_L}{\omega_p} \approx \left(\frac{c}{v_A}\right)^4 \frac{U_L}{U_p}, \quad (10.13)$$

где U_L — плотность энергии продольных волн. Этот процесс достигает насыщения, когда плотности энергий U_A и U_L становятся сравнимыми между собой и с U_p ; при этом плазма оказывается в состоянии с сильной турбулентностью. Существует несколько возможных механизмов преобразования плазменных волн в электромагнитные волны. Прежде всего флуктуации плотности могут привести к когерентному излучению кривизны, как было предложено Рудерманом и Сазерлендом [313]. В другом случае, согласно Каплану и Цытовичу [176], очень эффективным оказывается перенос энергии между продольными и поперечными волнами с инкрементом

$$\Gamma_{T/\omega_p} \approx U_L/U_p. \quad (10.14)$$

Следовательно, при $\omega \gg \omega_p$ плотность энергии электромагнитного излучения сравнима с плотностью энергии плазмы, а эффективная яркостная температура определяется выражением

$$T_b \approx \frac{2\pi^2 U_R}{k} \left(\frac{c}{\omega}\right)^3 \leq \frac{2\pi^2 U_p}{k} \left(\frac{c}{\omega_p}\right)^3. \quad (10.15)$$

Если $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а $\epsilon \approx 10^3 mc^2$, то $\omega_p \approx 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, а максимальная яркостная температура испускаемого излучения, согласно уравнению (10.15), составляет около $5 \cdot 10^{30} \text{ К}$, что достаточно для объяснения наблюдаемого радиоизлучения.

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОБЛАСТИ ВНЕ СВЕТОВОГО ЦИЛИНДРА

Как ожидается, значительная часть потерь энергии пульсара обусловлена магнитно-дипольным излучением на частоте вращения Ω пульсара. Благодаря исключительно протяженным полям и малым частотам, присущим этим волнам, они являются

эффективными ускорителями заряженных частиц (гл. 9). Рядом авторов [199, 200, 233] были предложены модели, в которых предполагается, что эти частицы высоких энергий генерируют импульсное излучение за границами светового цилиндра. Из-за низкой частоты магнитно-дипольного излучения оно не может распространяться в ионизованном газе такой плотности, которая обычно встречается в межзвездной среде. Поэтому излучение должно «расчистить» полость вокруг пульсара, размеры которой определяются из равновесия давлений волны и окружающей среды. Лерше [199] предположил, что стенки этой полости испытывают радиальные осцилляции с частотой Ω , вызванные изменениями давления дипольного излучения. В этом случае содержащиеся в стенках полости токовые слои должны испускать высокочастотное излучение, механизм которого аналогичен синхрокомптоновскому, описанному Рисом [288]. Лерше нашел, что для пульсара в Крабовидной туманности при плотности частиц 10^2 см^{-3} и энергиях $10^6 mc^2$ в излучающей области образуется полость размером $r_c \approx 10^3 R_L \approx 10^{11} \text{ см}$, а амплитуда осцилляций составляет 10^4 см . Это излучение когерентно на радиочастотах и некогерентно в оптической и рентгеновской областях; оно имеет непрерывный во всем диапазоне спектр с $\alpha = -0,67$. Ширины импульсов связаны с толщиной границы раздела, а различные ориентации токов в пределах этой границы должны, как предполагается, вызывать изменения позиционного угла поляризации вдоль профиля импульса.

Эта модель обладает тем преимуществом, что не связана с освобождением излучения из магнитосферы пульсара. Однако в модели возникают некоторые проблемы, самая главная из которых касается устойчивости границы раздела. Значения плотности энергии и, следовательно, давления внутри полости настолько велики, что трудно найти фактор, препятствующий ее расширению. Как уже обсуждалось в гл. 4, Рис и Ганн [289] показали, что окружающая пульсар в Крабовидной туманности полость имеет в настоящее время радиус, составляющий около $5 \cdot 10^{17} \text{ см}$, или одну десятую размера туманности, что гораздо больше значения, полученного Лерше. На основе модели Лерше трудно объяснить наличие интеримпульсов, особенно тех, которые расположены несимметрично относительно основных импульсов, потому что на границе раздела поле излучения должно быть почти полностью дипольным. Другие проблемы связаны с объяснением причин длительной устойчивости средних профилей импульсов и с различием предсказанного и наблюдаемого спектров импульсного излучения пульсара в Крабовидной туманности. Как видно из рис. 4.2, спектр определенно не является непрерывным.

Мишель [233] высказал предположение, что вследствие взаимодействия интенсивных полей волны с плазмой сами волны вблизи светового цилиндра становятся «квадратными», а не синусоидальными и образуют области с противоположной полярностью поля, разделенные нейтральными слоями. Плазма собирается в этих нейтральных слоях, что приводит к образованию ударной волны. Коherentное радиоизлучение может быть следствием коллективного движения частиц; для пульсара в Крабовидной туманности обычное синхротронное излучение этих же частиц может объяснить наблюдаемое оптическое излучение. Поскольку слои распространяются наружу со скоростью, близкой к c , наблюдатель должен видеть значительное излучение только от тех слоев, которые движутся по направлению к нему. Слои разнесены на расстояние c/Ω , поэтому излучение кажется импульсным с частотой Ω . Однако и при таком механизме трудно объяснить устойчивость и поляризацию наблюдаемых средних профилей импульсов.

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОБЛАСТИ С ЗАМКНУТЫМИ СИЛОВЫМИ ЛИНИЯМИ

В большинстве моделей механизма импульсного излучения рассматривается источник, лежащий внутри зоны синхронного вращения магнитосферы, который создает (по крайней мере, для внешнего наблюдателя) пучок излучения с фиксированной ориентацией относительно звезды. В одной из таких моделей Истлунд [83, 84] предположил, что средний профиль импульсов должен отождествляться с диаграммой направленности синхротронного излучения, испускаемого частицами, которые сгруппированы в сгустки в экваториальной области магнитосферы пульсара. При некоторых энергиях и питч-углах частиц моды синхротронного излучения низкого порядка имеют двухлепестковую диаграмму направленности и могут создавать двухкомпонентный импульс при вращении звезды. Разделение этих компонентов может меняться в зависимости от частоты таким образом, как и наблюдается. Наблюдаемая стабильность средних профилей требует, чтобы питч-углы и энергии частиц оставались постоянными в течение длительных промежутков времени. Однако кажется маловероятным, чтобы параметры частиц были столь стабильными, потому что плазма в магнитосфере пульсара почти наверняка является сильно турбулентной. Более того, как уже указывалось в этой главе, наблюдения позволяют предполагать, что средний профиль импульсов не создается отдельной группой частиц.

Для расположенного далеко от звезды наблюдателя излучение из области, лежащей внутри светового цилиндра вблизи от

его поверхности, должно быть сжато в узкий импульс и усилено по интенсивности благодаря релятивистским эффектам. Что касается синхротронного излучения, то квазиизотропный источник в синхронно вращающейся системе координат должен иметь эффективную ширину пучка порядка γ_ϕ^{-3} по долготе и γ_ϕ^{-1} по широте, так что интенсивность источника должна усиливаться в γ_ϕ^4 раз. Благодаря этим привлекательным особенностям многие предложенные механизмы излучения основаны на излучающей области, расположенной вблизи светового цилиндра. Если направленность излучения связана в первую очередь со скоростью синхронного вращения, то пучок направлен параллельно экваториальной плоскости и тангенциально скорости. Различные средние профили можно объяснить разным распределением излучающей плазмы на периферии магнитосферы. Из соображений симметрии можно показать, что такое распределение не подавляется релятивистским синхронным вращением.

Наблюдения показывают, что ширины субимпульсов слабо зависят от частоты. Этот факт склонил Смита [331, 332] к предположению, что субимпульсы формируются при релятивистском сжатии диаграммы направленности с γ_ϕ , лежащим в диапазоне 2—5. В случае изотропного источника этот процесс должен приводить к ширинам субимпульсов от 0,5 до 10° по долготе, то есть почти к наблюдаемым значениям. Ширина пучка по широте должна составлять 10—30°; таким образом, при случайной ориентации осей вращения можно (в принципе) наблюдать 10—30 % всех пульсаров.

Уравнения, описывающие этот процесс формирования направленного луча, были выведены Железняковым [392] следующим образом. Рассмотрим систему координат A' , где фиксирован квазиизотропный источник с интенсивностью I'_ω , и лабораторную систему координат A , в которой источник движется со скоростью βc . Если θ — угол между направлением распространения излучения и скоростью в системе координат A , то

$$\omega = \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \beta \cos \theta} \omega' \quad (10.16)$$

и

$$I_\omega = \frac{(1 - \beta^2)^{3/2}}{(1 - \beta \cos \theta)^2} I'_\omega. \quad (10.17)$$

Если в системе координат источника спектр излучения степенной:

$$I'_\omega = K (\omega')^\alpha, \quad (10.18)$$

то выражение для интенсивности в лабораторной системе координат имеет вид

$$I_{\omega} = \frac{(1 - \beta^2)^{(3-\alpha)/2}}{(1 - \beta \cos \theta)^{(2-\alpha)}} K \omega^{\alpha}. \quad (10.19)$$

Поэтому, если спектр источника был степенным в покоящейся системе координат, он останется степенным (с тем же самым спектральным индексом) в лабораторной системе координат. Ширина пучка излучения $\Delta\theta$ в лабораторной системе координат определяется множителем $(1 - \beta \cos \theta)^{2-\alpha}$; следовательно, для источника со степенным спектром ширина пучка не зависит от частоты. В лабораторной системе координат из уравнения (10.19) следует (в предположении $1 - \beta \ll 1$)

$$\Delta\theta \approx 2\eta(1 - \beta^2)^{1/2}, \quad (10.23)$$

где $\eta^2 = 2^{1/(2-\alpha)} - 1$. Как справедливо для синхротронного излучения, ширина пучка по долготе с точки зрения внешнего наблюдателя $\Delta\phi$ уменьшается в $1 - \beta$ раз, когда источник при движении по круговой траектории приближается к наблюдателю, так что в системе координат наблюдателя

$$\Delta\phi \approx \eta(1 - \beta^2)^{1/2}. \quad (10.21)$$

Это соотношение совместимо с приблизительной шириной пучка порядка γ_{ϕ}^{-3} , приведенной выше. Точно так же из уравнения (10.20) следует, что размер пучка по широте составляет примерно γ_{ϕ}^{-1} .

Голд [111] предложил аналогичную модель, где излучение исходит из источника, расположенного гораздо ближе к световому цилиндру, с γ_{ϕ} порядка 10^5 — 10^6 . При столь большом лоренц-факторе усиление интенсивности весьма значительно. Предполагается, что излучение возникает в сгустках частиц, которые движутся колебательно между магнитными полюсами с релятивистскими скоростями; с точки зрения внешнего наблюдателя значительное излучение имеет место лишь в тех точках, где силовые линии ближе всего приближаются к световому цилиндру. Благодаря релятивистскому движению вдоль силовых линий эффективная ширина пучка излучения по широте гораздо больше, чем γ_{ϕ}^{-1} , так что можно наблюдать значительную долю пульсаров.

Было предложено несколько различных механизмов излучения для этих моделей. Поскольку формирование диаграммы направленности определяется релятивистским движением, излучение может быть квазизотропным в системе координат источника; однако оно должно иметь правильный спектр и быть достаточно интенсивным. Вследствие релятивистского сжатия

углов зависимость поляризации от направления также сжимается в системе координат наблюдателя. Края наблюдаемого импульса соответствуют приблизительно $\theta' = \pm \pi/2$. Следовательно, если направление поляризации в системе координат источника перпендикулярно радиусу-вектору и составляет угол δ с вектором скорости, то наблюдаемое значение позиционного угла изменяется на $\pi - 2\delta$ в пределах импульса. Получающиеся таким образом изменения позиционного угла похожи на наблюдаемые. В качестве механизмов излучения в системе координат источника были предложены циклотронное излучение от электронных сгустков [331] и мазерный механизм [109].

Механизмы излучения, в которых источник находится вблизи светового цилиндра, имеют то преимущество, что процесс формирования диаграммы направленности является для них естественным. Однако есть и некоторые неудобства. Прежде всего магнитное поле вблизи светового цилиндра сильно зависит от периода пульсара: для дипольного поля $B_L \sim P^{-3}$; следовательно, плотность магнитной энергии $\sim P^{-6}$. Поскольку значения периодов пульсаров охватывают диапазон более двух порядков величины, можно было бы ожидать, что характеристики импульсов медленных пульсаров будут совершенно иными, чем для быстрых пульсаров, однако на самом деле основные свойства пульсаров являются удивительно независимыми от периода. Например, как упоминалось ранее (см. рис. 10.1), существует только очень слабая зависимость радиосветимости от периода пульсаров. Кроме того, наблюдаемые ширины средних профилей в среднем пропорциональны периоду (рис. 2.3), а это означает, что ширина пучка излучения не зависит от периода.

Тот факт, что средние профили узки по сравнению с периодом, требует ограничения размеров области излучения узкой зоной на периферии светового цилиндра. Однако излучающие частицы вследствие реакции излучения могут оставаться в этой зоне только в течение короткого времени. Следовательно, необходимо найти механизм непрерывной подпитки энергетическими частицами ограниченной области, расположенной вдали от звезды.

Как указывалось выше, независимость ширины пучка от частоты была одним из главных оснований для принятия модели релятивистского формирования диаграммы направленности. Это отсутствие частотной зависимости иллюстрируется на рис. 10.3, где отложены наблюдаемые на разных частотах значения ширины субимпульсов пульсара PSR 0329+54. Однако благодаря множителю η в уравнении (10.21) предсказываемая ширина импульсов зависит от спектрального индекса излучения, причем с ростом индекса, если он положителен, ширина увеличивается (этот эффект возникает потому, что в системе координат источ-

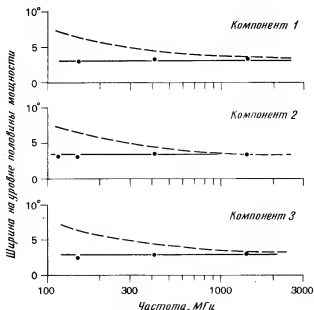


Рис. 10.3. Средние наблюдаемые ширины отдельных импульсов пульсара PSR 0329+54. Штриховые линии указывают значения ширины, предсказываемые моделью релятивистского формирования диаграммы направленности в предположении, что излучение изотропно в системе координат источника. Наблюдаемые точки лучше ложатся на сплошную линию, соответствующую постоянной ширине импульса [220].

ника крылья импульса излучаются на более высоких частотах, чем центральная часть). Спектр пульсара PSR 0329+54 имеет загиб на низких частотах, а максимум интенсивности лежит около 400 МГц (рис. 2.6); если этот изгиб связан с самим источником, то ожидаемая при релятивистском формировании диаграммы направленности ширина должна быть непостоянной. Предсказываемые значения ширины импульсов в соответствии с наблюдаемым спектральным индексом показаны на рис. 10.3 штриховыми линиями. Гинзбург и Железняков [108] указали, что отсутствие согласия между наблюдаемыми и предсказанными значениями ширины можно объяснить, если излучение в системе координат источника является неизотропным или положение источника (и, следовательно, β) меняется так, чтобы скомпенсировать переменный релятивистский эффект.

Одной из замечательных характеристик пульсаров является большая стабильность формы и относительной фазы средних профилей импульсов, многие из которых довольно сложны,

а также их поляризации. Эта наблюдаемая стабильность позволяет предполагать, что движения частиц определяются магнитными полями, которые в свою очередь вморожены в твердую кору нейтронной звезды, и что источник излучения расположен в пределах зоны синхронного вращения в магнитосфере пульсара (за исключением моделей того типа, какие описаны в предыдущем разделе). Зона синхронного вращения должна заканчиваться вблизи светового цилиндра. Если альвеновская скорость меньше c на световом цилиндре, то синхронное вращение нарушается на *альвеновском цилиндре*, то есть при значении радиуса, где скорость синхронного вращения равна альвеновской скорости. Как описывалось в гл. 9, Хенриксен и Рейберн [146] показали, что это условие ограничивает лоренц-фактор

синхронного вращения γ_ϕ величиной, меньшей $\sqrt{2}$, что соответствует значениям $\beta < 0,71$. Другие авторы полагают, что синхронное вращение нарушается еще ближе к звезде. Например, Хината и Джексон [157] считают, что синхронное вращение нарушается при $\beta = 6 \cdot 10^{-3} P^{-3/2}$, где P — период в секундах. Для пульсара в Крабовидной туманности это соответствует расстоянию, составляющему только 5 % радиуса светового цилиндра, а для долгопериодических пульсаров — еще меньше. Если синхронное вращение ограничено такой малой областью, то весьма маловероятно, чтобы модели с расположением излучающей области вблизи светового цилиндра могли объяснить наблюдаемую стабильность формы и фазы импульсов.

Условие альвеновского цилиндра эквивалентно требованию, чтобы альвеновская скорость (формально) превышала скорость света в излучающей области или чтобы плотность энергии магнитного поля $U_B = B^2/8\pi$ превосходила плотность энергии излучающей плазмы U_p . Кроме того, величина U_p должна превышать плотность энергии излучения U_R [уравнение (10.11)], так что мы имеем условие для излучающей области

$$U_B \gg U_R. \quad (10.22)$$

Из рис. 10.1 видно, что U_R (вычисленное в предположении эффективной площади источника 10^{15} см^2) превышает U_B вблизи светового цилиндра во много раз для ряда долгопериодических пульсаров с большой светимостью. Эта площадь источника соответствует времени прохождения света поперек источника 1 мс; в действительности у многих пульсаров отмечается микроструктура импульсов с временным масштабом по крайней мере на порядок величины меньше этого значения. Таким образом, плотность энергии излучения должна быть выше по крайней мере на два порядка величины по сравнению со значениями,

приведенными на рис. 10.1. Однако возможно некоторое понижение плотности энергии излучения, если релятивистское формирование диаграммы направленности играет важную роль.

Для пульсара в Крабовидной туманности и других короткопериодических пульсаров условие уравнения (10.22) удовлетворяется повсюду в пределах светового цилиндра. Однако для долгопериодических пульсаров соображения, связанные с плотностью энергии и ограничения, касающиеся размера зоны синхронного вращения, полностью исключают возможность локализации источника излучения вблизи светового цилиндра. Например, если взять $\beta = 0,9$ для пульсара PSR 1133+16, то из уравнения (9.6) следует $B \approx 16$ Гс и $U_B \approx 10$ эрг/см³ в излучающей области. Некоторые микроимпульсы этого пульсара имеют ширину менее 100 мкс и плотность потока 10^3 Ян, или 10^{-20} эрг/(см²·с·Гц). Если принять, что микроструктура имеет ширину полосы 100 МГц, то получается значение потока излучения вблизи источника больше 10^{16} эрг/(см²·с). Учитывая усиление, связанное с релятивистским формированием диаграммы направленности, это значение следует уменьшить в $(1 - \beta^2)^2 / (1 - \beta)^4 \approx \gamma^4 \approx 30$ раз для $\beta = 0,9$ [220]. Поэтому в лабораторной системе координат $U_R = 10^4$ эрг/см³. Ясно, что условия соотношения (10.22) не удовлетворяются. Вывод заключается в том, что если источник излучения расположен в области, где $\beta = 0,9$, то характеристики профиля не могут определяться магнитным полем. Манчестер и др. [220] показали, что для типичных параметров пульсаров U_R превосходит U_B повсюду в диапазоне $0,2 < \beta < 0,98$. При малых значениях β вблизи звезды быстро возрастает напряженность магнитного поля; при больших β вблизи светового цилиндра становится значительным фактор усиления, обусловленного направленностью пучка. Однако область с большим β может быть исключена из рассмотрения при определении локализации источника излучения из-за нарушения синхронного вращения.

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОБЛАСТИ С НЕЗАМКНУТЫМИ СИЛОВЫМИ ЛИНИЯМИ

Узкий средний профиль импульсов, наблюдаемый для большинства пульсаров, означает, что излучение генерируется в ограниченной зоне на вращающейся нейтронной звезде. Наблюдения пульсара в созвездии Парусов (PSR 0833—45) показали, что позиционный угол линейно-поляризованного излучения изменяется более чем на 50° в пределах среднего профиля [277]. Более того, дифференциальное фарадеевское вращение не наблюдается, а это показывает, что в данной точке профиля импульса излучение на всех частотах происходит с одним и тем же позиционным

углом, по-видимому связанным с направлением магнитного поля в области источника. Наблюдаемые быстрые изменения позиционного угла вдоль профиля означают поэтому, что область источника может находиться вблизи магнитного полюса. Этот вывод получил дополнительную поддержку благодаря работе Голдрайха и Джулиана [113], которые показали, что заряженные частицы могут ускоряться вдоль незамкнутых силовых линий, исходящих из полярных областей. Как первоначально предположили Радхакришнан и Кук [276], эти частицы должны испускать радиочастотное излучение кривизны в направлении своего движения, причем в сгустках частиц вследствие эффектов когерентности возникает высокая интенсивность. Это излучение в радиальном направлении от звезды должно формировать конический пучок, ось которого совпадает с магнитной осью. Угловой раствор конуса определяется углом, который охватывают проходящие через область источника незамкнутые силовые линии (рис. 10.4). При испускании излучения вблизи поверхности угол полураствора конуса θ_b определяется из соотношения $\sin \theta_b \approx \approx \sin \theta_p = (\Omega R/c)^{1/2}$, если поле имеет приблизительно дипольную форму [см. уравнение (9.15)]. Конус излучения полный, потому что близкие к оси силовые линии прямые (по крайней мере, в первом приближении) и излучение кривизны в этом направлении отсутствует. Поскольку излучение кривизны направлено по касательным к линиям поля, различные части импульса испускаются разными областями полярной шапки. Если траектория излучающей области (линия PS на рис. 10.4) проходит вблизи магнитной оси, то профиль импульса будет иметь два максимума, что часто наблюдается. Наблюдаемая ширина импульса по долготе составляет $\Delta\phi = 2\phi_p$, где ϕ_p определяется из выражения

$$\cos \phi_p = \frac{\cos \theta_b - \cos \alpha \cos \zeta}{\sin \alpha \sin \zeta}, \quad (10.23)$$

а α и ζ — углы, образуемые осью вращения с магнитной осью и с направлением на наблюдателя соответственно.

Излучение кривизны поляризовано параллельно плоскости кривизны поля, в которой лежит и магнитная ось при невозмущенном дипольном поле. Поэтому излучение из точки P на рис. 10.4 имеет позиционный угол ψ относительно проекции оси вращения (меридиан RP), то есть оно будет поляризовано параллельно проекции магнитной оси. Из сферического треугольника PQR получается

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \alpha \sin \phi}{\sin \zeta \cos \alpha - \cos \zeta \sin \alpha \cos \phi}. \quad (10.24)$$

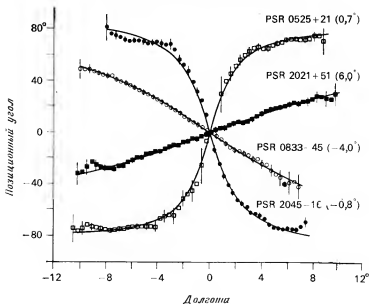


Рис. 10.5. Изменения позиционного угла в пределах среднего профиля для четырех пульсаров и кривые аппроксимации данных наблюдений моделью вращающегося вектора [уравнение (10.24)]. Для каждой кривой указано минимальное угловое расстояние между лучом зрения и магнитной осью $\zeta - \alpha$.

проходит вблизи магнитной оси. На рис. 10.5 изображены наблюдаемые кривые изменения позиционного угла у четырех пульсаров; приведены также решения уравнения (10.24), дающие наилучшее согласие (по методу наименьших квадратов) с данными наблюдений. Форма подбираемых кривых не зависит от значения α , если только оно не мало; принималось, что $\alpha = 60^\circ$. Ясно, что модель вращающегося вектора исключительно хорошо согласуется с данными наблюдений позиционного угла. Аналогичные изменения позиционного угла наблюдаются в оптическом главном импульсе и интеримпульсе пульсара в Крабовидной туманности (рис. 4.8). Если излучение импульса поляризовано параллельно проекции поля, то значение позиционного угла в центре симметрии кривой, отражающей его изменение (характеристический позиционный угол), соответствует углу ориентации проекции оси вращения на картинную плоскость.

Эта модель получила дальнейшее развитие в работах ряда авторов. Обсуждалась [179] частотная зависимость среднего профиля импульсов и интенсивности излучения в предположении, что радиоимпульсы представляют собой когерентное

излучение кривизны от тонких слоев заряженных частиц, покидающих область полярной шапки. Изменение с частотой числа излучающих в фазе частиц, то есть размера первой зоны Френеля, приводит к частотной зависимости типа $\omega^{-1/4}$ для разделения компонентов двойного профиля, похожей на наблюдаемую (см. рис. 2.4). Предсказанный спектральный индекс когерентного излучения равен -1 , что вполне согласуется с наблюдениями. Аналогичный анализ [341], основанный на модели полярных областей Старрока [337] (см. гл. 9), дает ту же частотную зависимость для разделения компонентов двойного импульса. Было найдено, что для тонких слоев излучающих частиц ($d < \lambda$) спектральный индекс изменяется от $-0,5$ на низких частотах до -2 на высоких, в то время как для толстого слоя ($d > \lambda$) спектральный индекс изменяется от $-1,5$ до -4 при переходе от низких частот к высоким. Эти значения включают в себя весь наблюдаемый диапазон спектральных индексов (см. рис. 2.7).

При точно дипольном поле угловая ширина конуса незамкнутых силовых линий вблизи поверхности звезды меньше наблюдаемой ширины импульса у большинства пульсаров. Однако последняя замкнутая силовая линия почти наверняка не простирается вплоть до светового цилиндра, так что незамкнутые силовые линии охватывают угол, больший чем $\theta_p \approx (\Omega R/c)^{1/2}$ на звезде. Другая возможность заключается в том, что область излучения может быть расположена дальше от звезды (с учетом ограничений, обсуждавшихся в предыдущем разделе).

Рудерман и Сазерленд [313] дали описание довольно полной модели процесса излучения импульсов на основе своей теории зазоров в магнитосфере (гл. 9). Они предположили, что вторичные электрон-позитронные пары испускают излучение кривизны на радиочастотах на расстояниях около 10^8 – 10^9 см от звезды (для пульсара с периодом 1 с). На таких расстояниях поле почти дипольное и охватываемый незамкнутыми силовыми линиями угол примерно соответствует наблюдаемым ширинам импульсов. Для силовых линий, берущих начало вблизи полярной шапки, радиус кривизны определяется выражением

$$r_c = 4r^2/(3a), \quad (10.26)$$

где r — расстояние от нейтронной звезды, а a — величина перпендикуляра, опущенного на магнитную ось. Тогда из уравнения (9.23) получается частота излучения кривизны

$$\omega_c = 9\gamma^3 ac/8r^2. \quad (10.27)$$

Это излучение может возникать только на незамкнутых силовых линиях. Поэтому из уравнения (9.15) определяется внешний край излучающей области

$$a \leq r (\Omega r/c)^{1/2}. \quad (10.28)$$

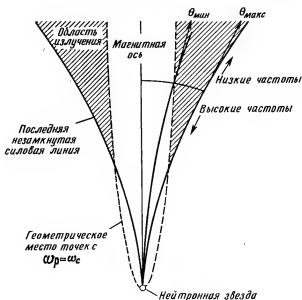


Рис. 10.6. Иллюстрация параметров модели пульсара, предложенной Рудерманом и Сазерлендом [313].

Как обсуждалось ранее, значительное когерентное излучение может возникать только в том случае, если ω_c превышает плазменную частоту ω_p . Поэтому из уравнений (10.5) и (10.27) определяется внутренний край излучающей области

$$a \gtrsim \frac{16}{9r_{13}^3 c} \left(\frac{2e\gamma_p B_0 R^3}{mc} \right)^{1/2} r^{1/3}. \quad (10.29)$$

Эти ограничения на размеры излучающей области проиллюстрированы на рис. 10.6. В данной модели более высокие частоты генерируются ближе к звезде, а более низкие — дальше от нее. Рудерман и Сазерленд показали, что

$$\omega_{\max} \approx 10^{10} P^{-2,4} [\text{с}^{-1}] \quad (10.30)$$

и что соответствующее значение $r_{\min} \approx 10^8$ см для типичных параметров пульсаров. Ожидается, что группировка частиц благодаря двухпотоковой неустойчивости происходит на расстояниях по крайней мере порядка 10^9 см, так что в соответствии с уравнением (10.5) низкочастотный загиб спектра должен происходить при $\omega_{\min} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$. Эти значения вполне согласуются

с результатами наблюдений, хотя зависимость высокочастотного загиба спектра от периода, по-видимому, не является столь сильной, как предсказывает уравнение (10.30). Силовые линии дипольного поля образуют угол

$$\theta = 3a/2r \quad (10.31)$$

с магнитной осью. Следовательно, из уравнений (10.5), (10.28) и (10.29) вытекает, что для излучения на данной частоте

$$\theta_{\text{макс}} = \frac{3}{2} \left(\frac{2\Omega}{c} \right)^{1/2} \left(\frac{e \Gamma_P \Omega B_0 R^3}{mc} \right)^{1/6} \omega^{-1/2}, \quad (10.32)$$

$$\theta_{\text{мин}} = \frac{8}{3\Gamma_P^3 c} \left(\frac{e \Gamma_P \Omega B_0 R^3}{mc} \right)^{1/2} \omega^{1/2}. \quad (10.33)$$

Подставив разумные значения величин, входящих в эти уравнения, Рудерман и Сазерленд нашли, что

$$\theta_{\text{макс}} \approx 16P^{-0.7} \omega_{10}^{-1/2} \text{ [град]} \quad (10.34)$$

и

$$\theta_{\text{мин}} \approx 16P^{0.9} \omega_{10}^{1/2} \text{ [град]}, \quad (10.35)$$

где ω_{10} — угловая частота радиоизлучения (в единицах 10^{10} с^{-1}). По-видимому, плотности тока максимальны вблизи внешнего края области с незамкнутыми силовыми линиями; поэтому выражение (10.34) предсказывает, что расстояние между компонентами двойных импульсов должно меняться приблизительно как $\omega^{-1/2}$, что находится в разумном согласии с наблюдениями. Соотношение (10.35) показывает, что компоненты должны более четко разделяться у пульсаров с длинными периодами. Это тоже согласуется с наблюдениями; почти у всех пульсаров типа С периоды больше одной секунды. Приведенные выше соотношения означают также, что компоненты должны быть более узкими на более высоких частотах; имеются некоторые, хотя и более слабые, экспериментальные подтверждения этого факта.

Когда в какой-либо точке приполярного зазора начинает развиваться электрон-позитронный каскад, местное значение $E \cdot V$ уменьшается, препятствуя тем самым разряду в близлежащих областях. Следовательно, можно ожидать, что разряд будет сосредоточен в небольшом числе локализованных областей, или «искр». Эти искры должны инжектировать в магнитосферу поток позитронов, возбуждая радиоизлучение. Как ожидается, время жизни искр будет порядка 10 мкс, так что связанные с ними всплески излучения можно отождествить с микроструктурой. Группа таких всплесков образует субимпульс. Поскольку излучение разных частот генерируется на разных расстояниях от

звезды, наблюдаемая долгота субимпульса должна изменяться с частотой, будучи ближе к центру импульса на высоких частотах. Это предсказание также согласуется с наблюдениями.

Если область излучения расположена гораздо ближе к звезде, чем световой цилиндр, то следует учитывать эффекты распространения излучения через магнитосферу пульсара в межзвездную среду. В таких моделях циклотронная частота в излучающей области гораздо выше наблюдаемых радиочастот, а в некоторых моделях даже локальная плазменная частота может превосходить наблюдаемые частоты. Следовательно, можно ожидать, что эффекты распространения играют важную роль.

В модели Циу и Кануто [49] излучение генерируется на поверхности звезды в процессе тормозного излучения электронов. Эта модель получила дальнейшее развитие [369] с учетом усиления обыкновенной магнитогидродинамической моды, показатель преломления для которой в предельном случае $\omega_b \rightarrow \infty$ определяется выражением

$$\mu^2 = \frac{1 - X}{1 - X \cos^2 \theta}, \quad (10.36)$$

где $X = \omega_p^2 / \omega^2$. Поскольку эта мода исчезает, когда $X > 1$, то наблюдаемое излучение должно генерироваться в областях, где $\omega_p < \omega$. Для процесса тормозного излучения электронов интенсивность этой моды наиболее велика в направлении $\theta = \pi/2$. Однако показатель преломления изменяется на всем протяжении магнитосферы; благодаря этому все излучение, которое генерируется в слое, характеризуемом параметром X , на выходе из магнитосферы сжато в конус вокруг магнитной оси с углом полураствора θ_b , где $\cos^2 \theta_b = X$. Этот конус очень узок при генерации в областях с $X \approx 1$. В работе [369] показано, что угол θ_b изменяется с частотой приблизительно как $\omega^{-0,45}$ — несколько сильнее, чем следует из наблюдаемой зависимости ширины импульса от частоты.

Эффекты распространения, возникающие в результате движения с большим дифференциальным сдвигом, которое должно иметь место вблизи светового цилиндра, были рассмотрены Лерше [201]. Если бы показатель преломления значительно отличался от единицы, то электромагнитные волны отражались бы от среды с дифференциальным поперечным движением и в некоторых случаях не могли бы проникнуть через нее. Эти эффекты разрушали бы диаграмму направленности любого источника излучения внутри светового цилиндра. Однако, как указал Элитцур [85], для релятивистской плазмы показатель преломления очень близок к единице. Например, в случае продольного распространения излучения через плазму, движущуюся вдоль

силовых линий с лоренц-фактором γ , показатели преломления двух электромагнитных мод определяются выражением

$$\mu^2 = 1 \pm \frac{1}{2\gamma^2} \frac{X}{Y}, \quad (10.37)$$

где $Y = \omega_B/\omega$. Если $\gamma \approx 10^3$ (как в модели Рудермана и Сазерленда), то величина μ очень близка к единице; поэтому маловероятно, что эффекты преломления вблизи светового цилиндра играют важную роль. Более того, в последних моделях магнитосферы предполагается, что синхронное вращение нарушается на некотором расстоянии внутри светового цилиндра. Если это так, то дифференциальное поперечное движение должно быть значительно меньшим по сравнению с тем, которое рассматривал Лерше [201].

Другой фактор, который следует учитывать в любой модели, где излучающая область расположена сравнительно близко к нейтронной звезде,— это поляризация волны при ее распространении через магнитосферу. Вблизи звезды $\omega_B \gg \omega$, так что распространение должно быть «квазипоперечным» с линейной поляризацией каждой из двух мод. Однако в межзвездной среде $\omega_B \ll \omega$, поэтому распространение должно быть «квазипродольным» с модами, поляризованными по кругу. Тот факт, что у большинства пульсаров наблюдается линейная поляризация, наводит на мысль о генерации единственной моды в «квазипоперечной» области. Если бы условия распространения постепенно менялись от «квазипоперечных» к «квазипродольным» вдоль траектории луча, то поляризация на выходе оказалась бы круговой. Поскольку значительной круговой поляризации не наблюдается, должна существовать область ограниченной поляризации, расположенная в пределах «квазипоперечной» области (ограниченная поляризация обсуждается в работе [41]).

Железняков [391] предположил, что область ограниченной поляризации расположена значительно выше излучающей области в магнитосфере пульсара. Однако, как указали авторы работы [181], это допущение приводит к некоторым проблемам. Наблюдения в широком диапазоне частот (более трех октав в ряде случаев) показали, что изменения позиционного угла в пределах среднего профиля не зависят от частоты. Это означает, что область ограниченной поляризации одна и та же для всех частот, что кажется маловероятным, если она расположена вдали от звезды. Поскольку наблюдаемые изменения позиционного угла расположены в пределах среднего профиля симметрично, особенно у пульсаров типа С, то должна быть очень тесная связь между наблюдаемой поляризацией и областью излучения. Более того, никогда не наблюдался фазовый сдвиг поля-

ризации относительно среднего профиля импульса, чего можно было бы ожидать, если бы поляризация происходила на больших расстояниях от нейтронной звезды. Эти наблюдения подсказывают, что ограниченная поляризация происходит либо в самой излучающей области, либо непосредственно над ней, причем переход происходит по существу в одном и том же месте для всех частот. Такой эффект возможен в том случае, если плотность свободных зарядов очень низка в пределах всей магнитосферы или же релятивистские течения уменьшают влияние зарядов [см. соотношение (10.37)].

Кок и Пахольчик [59] высказали предположение, что связь мод может приводить к возникновению ортогонально поляризованных субимпульсов, описанных в гл. 3, а также к круговой поляризации, наблюдаемой у отдельных субимпульсов. Они показали, что если линейно-поляризованная волна падает (с произвольным позиционным углом) на тепловую плазму, имеющую плотность $n_e \approx 10 \text{ см}^{-3}$ и толщину $\approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}$, то преимущественное направление поляризации на выходе будет либо параллельным, либо перпендикулярным проекции магнитного поля. В частности, при углах падения, близких к 45° и 135° , степень линейной поляризации уменьшается и возникает значительная круговая поляризация.

Альтернативное объяснение происхождения импульсов с ортогональной поляризацией, также учитывающее эффекты распространения, было предложено в работе [30]. Авторы рассматривали источник, который испускает излучение, частично поляризованное в направлении, параллельном проекции магнитного поля. Продольное рассеяние радиопотонов движущимися в потоке электронами существенно только для фотонов, поляризованных параллельно полю; следовательно, если такое рассеяние является сильным, то через область рассеяния пройдут лишь фотоны, поляризованные перпендикулярно полю. С другой стороны, если рассеяние слабое, будет видна собственная поляризация источника.

В некоторой точке внутри магнитосферы большинства пульсаров радиочастота (в системе координат, где электроны покоятся) будет равна циклотронной частоте и произойдет циклотронное поглощение. Поскольку наблюдаемые импульсы в общем случае не имеют сильной круговой поляризации, то циклотронное поглощение (если оно существенно) должно быть обусловлено приблизительно одинаковым количеством электронов и позитронов. Авторы работы [30] нашли, что для параметров модели Рудермана и Сазерленда оптические толщины велики, если только поток частиц не ограничен малой частью незамкнутых силовых линий.

ИЗЛУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ, РЕНТГЕНОВСКИХ И ГАММА-ИМПУЛЬСОВ

До недавнего времени импульсное излучение на частотах, лежащих за пределами радиодиапазона, наблюдалось только от пульсара в Крабовидной туманности; по этой причине обсуждение большинства моделей такого высокочастотного излучения велось применительно к этому источнику. Наблюдаемые различия формы импульсов в радиодиапазоне и в оптической области, а также явный разрыв в спектре между этими областями (рис. 4.2) заставляют предполагать, что радиоизлучение и оптическое излучение обусловлены различными процессами. Дополнительные свидетельства в пользу этого предположения состоят в отсутствии наблюдаемых флуктуаций интенсивности и в гораздо меньших яркостных температурах излучения в оптической и рентгеновском диапазонах. Однако совпадение во времени радио-, оптических и рентгеновских пиков показывает, что процессы излучения в этих различных диапазонах тесно связаны.

Широкополосный, нетепловой характер оптических и рентгеновских спектров наряду с наблюдением линейной поляризации оптических импульсов привели ряд авторов к предположению о процессе синхротронного излучения. На основе сходства спектральных индексов радиоизлучения Крабовидной туманности и рентгеновского излучения пульсара в ней Шкловский [325] предположил, что за оба типа излучения ответственны одни и те же электроны. Это означает, что поперечное магнитное поле в излучающей области составляет около $5 \cdot 10^3$ Гс, что совместимо с излучением из области вблизи светового цилиндра и с питч-углами электронов порядка 10^{-2} рад. Если загиб спектра в оптической и инфракрасной областях обусловлен синхротронным самопоглощением, то требуемая плотность релятивистских электронов составляет $\approx 10^{14}$ см $^{-3}$, что соответствует плотности энергии $\sim 10^{11}$ эрг/см 3 в излучающей области размером $\sim 10^7$ см. Из-за малых питч-углов излучение направлено наружу от звезды почти по касательным к незамкнутым силовым линиям; поэтому, если радиоизлучение пульсара также направлено вдоль незамкнутых силовых линий, то радиопульс и оптический импульс должны совпадать во времени.

Благодаря короткому времени жизни на синхротронное излучение (10^{-6} — 10^{-4} с) и сохранению поперечного адиабатического инварианта ускорившиеся около поверхности нейтронной звезды электроны имеют вблизи светового цилиндра по существу нулевой питч-угол. Поэтому они должны приобрести поперечный импульс в излучающей области. Было выдвинуто предположение [134] о том, что у быстрых пульсаров вблизи светового цилиндра

будут возникать поперечные плазменные неустойчивости. Вызываемые ими деформации силовых линий могли бы обеспечить поперечные компоненты поля, необходимые для синхротронного излучения.

Усредненная по времени оптическая импульсная светимость пульсара в созвездии Парусов приблизительно в 10^5 раз слабее соответствующего значения для пульсара в Крабовидной туманности [371]. Если это различие в светимостях целиком обусловлено более длинным периодом пульсара в созвездии Парусов, тогда оптическая светимость приблизительно пропорциональна P^{-12} . Пачини [263] показал, что при некогерентном синхротронном излучении из области вблизи светового цилиндра для оптической светимости следовало бы ожидать зависимость типа P^{-10} , потому что с расширением светового цилиндра уменьшаются напряженность магнитного поля и энергии частиц. В рамках имеющихся неопределенностей эта модель находится в разумном согласии с наблюдениями. Столь сильная зависимость от периода, как P^{-12} , означает, что оптическая светимость пульсара в Крабовидной туманности должна уменьшаться приблизительно на 0,5 % в год. Уомплер [372] изучил фотографии, сделанные за последние 80 лет, и пришел к выводу, что яркость изменилась менее чем в два раза, то есть менее чем на 0,9 % в год.

Очень острые пики оптических импульсов пульсара в Крабовидной туманности означают, что по крайней мере некоторые частицы излучают пучок шириной менее 10^{-2} рад. Если оптическое излучение является синхротронным, наличие такого узкого пучка подразумевает, что лоренц-фактор частиц $\gamma \geq 10^2$, а питч-углы $\xi \leq 10^{-2}$ рад. В ряде работ [88, 250] было отмечено, что нормальные синхротронные соотношения неприменимы для малых питч-углов $\xi \leq \gamma^{-1}$. При таких питч-углах наблюдаемая интенсивность излучения имеет максимум на частоте

$$\omega_c = 2\omega_B \gamma. \quad (10.38)$$

Поэтому для получения максимума в оптической области ($\omega_c \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$) при $\gamma \geq 10^2$ требуется $\omega_B \leq 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ или $B \leq 3 \cdot 10^5 \text{ Гс}$. Напряженность поля внутри светового цилиндра у пульсара в Крабовидной туманности везде больше этого верхнего предела. Другая проблема синхротронной модели касается круговой поляризации. При малых питч-углах излучение должно быть почти полностью поляризованным по кругу, в то время как наблюдения показывают, что доля круговой поляризации составляет только 0,03 %. Конечно, это возражение отпадает, если излучение генерируется смесью электронов и позитронов в равных количествах.

Родственная модель, предложенная Железняковым и Шапошниковым [393], а также Смитом [332], решает проблему

напряженности магнитного поля. В этой модели излучение генерируется благодаря синхротронному процессу, но формирование диаграммы направленности связано с релятивистскими скоростями синхронного вращения. В этом случае видимая ширина пучка по долготе пропорциональна γ_ϕ^{-3} , так что истинная ширина пучка в процессе излучения может быть гораздо большей. Железняков и Шапошников нашли, что наблюдаемая оптическая светимость и спектр пульсара в Крабовидной туманности могут соответствовать источнику, имеющему размер $\sim 5 \cdot 10^7$ см и расположенному на расстоянии $\sim 10^8$ см от звезды (радиус светового цилиндра составляет около $1,6 \cdot 10^8$ см). Отдельные части источника, расположенные близко к световому цилиндру, где $\gamma_\phi \approx 5-10$, могут создавать наблюдаемый острый пик оптического импульса. Требуемая плотность электронов составляет около $5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$; спектральный индекс должен равняться приблизительно $-1,4$ при энергиях ниже $3 \cdot 10^8$ эВ и $-3,4$ при энергиях выше этого значения. Можно установить предел плотности энергии релятивистских электронов U_p , основанный на отсутствии избытка гамма-излучения высокой энергии. Такой избыток должен возникать в процессе обратного комптоновского рассеяния оптических и рентгеновских фотонов, если в излучающей области выполняется условие $U_b/U_p \leq 30$. Этот предел гарантирует также, что движение электронов в излучающей области определяется магнитным полем. В этой модели также ожидается сильная круговая поляризация, если только излучение не генерируется смесью равных количеств электронов и позитронов или если магнитное поле в излучающей области не ортогонально (в пределах нескольких градусов) лучу зрения [88]. В модели предполагается синхронное вращение плазмы в окрестности светового цилиндра, и она несовместима с радиальной диаграммой направленности радиоизлучения.

Приведенные выше соображения наводят на мысль, что оптические импульсы пульсара в Крабовидной туманности могут генерироваться и несинхротронным процессом. Альтернативные процессы излучения были предложены рядом авторов [175, 338]. Как указывалось выше, релятивистская плазма, у которой частицы имеют практически нулевойpitch-угол, неустойчива по отношению к развитию плазменных волн. Каплан и Цытович [175] предположили, что оптическое излучение возникает в результате обратного комптоновского рассеяния плазменных волн на релятивистских частицах. Частота рассеянного излучения определяется выражением

$$\omega \approx 2\omega_p \gamma^2, \quad (10.39)$$

где γ — лоренц-фактор релятивистских частиц. Для $\omega_p \approx 10^9$ с $^{-1}$ и $\gamma \approx 10^3$ (как в модели Рудермана—Сазерленда)

частота рассеянного излучения должна составлять приблизительно 10^{15} с^{-1} , то есть соответствовать оптической области.

В модели пульсаров, предложенной Старроком [337] и развитой Рудерманом и Сазерлендом [313], первичные частицы с энергией 10^6 — $10^7 mc^2$ излучают гамма-фотоны, способные образовывать пары в нижней магнитосфере. Каждая первичная частица создает примерно 10^3 — 10^4 вторичных частиц с энергиями 10^3 — $10^4 mc^2$. Старрок и др. [338] предположили, что созданные данной первичной частицей вторичные частицы образуют когерентный сгусток сразу же после их возникновения, испуская излучение кривизны в оптической области. Чтобы когерентность была значительной, размеры сгустка в направлении распространения должны оставаться меньше длины волны оптического излучения, а в перпендикулярном направлении — меньше $\gamma\lambda$ в течение времени порядка 10^{-5} с . Оценки показывают, что эти требования не являются неразумными. Каждый сгусток вначале состоит из равного числа электронов и позитронов; для полной когерентности эти два компонента должны удалиться друг от друга на расстояние, большее длины волны. Для такого разделения достаточно наличия в излучающей области электрического поля напряженностью 15 В/см .

Наблюдаемое отсутствие флуктуаций интенсивности часто используется как аргумент против процессов когерентного излучения в оптической области. Однако в рассматриваемой модели когерентного излучения происходит некогерентное сложение излучения от различных сгустков и статистические флуктуации должны быть пренебрежимо малыми, поскольку по оценкам число сгустков, излучающих в данный момент времени, составляет примерно 10^{29} . Полученная в работе [338] оптическая светимость пропорциональна $P^{-9/2}$. Это гораздо более слабая зависимость, чем наблюдаемая зависимость типа P^{-12} . Поскольку оптическая светимость зависит также от массы нейтронной звезды и напряженности магнитного поля, можно было бы поддаться искушению и сделать вывод, что пульсар в созвездии Парусов менее массивен или имеет меньшее магнитное поле, чем пульсар в Крабовидной туманности. Однако такой вывод противоречил бы значениям масс, полученным из наблюдений скачков периодов двух этих пульсаров, и значениям напряженности магнитного поля, полученным на основе скоростей возрастания их периодов.

В модели Старрока рентгеновские импульсы пульсара в Крабовидной туманности генерируются в результате синхротронного процесса. Вследствие этого модель предсказывает, что в спектре между оптической и рентгеновской областями должен быть разрыв. Более того, оптическое излучение должно быть поляризовано в плоскости, содержащей силовые линии, каса-

тельные к которым лежат на луче зрения (как для излучения кривизны в радиодиапазоне), но рентгеновская поляризация должна быть перпендикулярна этой плоскости. Последующие наблюдения, несомненно, проверят эти предсказания. Характер наблюдаемых изменений позиционного угла и степени поляризации в оптической области совместим с излучением из окрестностей магнитного полюса, причем вершина импульса должна генерироваться в области, очень близкой к магнитной оси. Учитывая, что область одновременного излучения имеет конечный размер, следует ожидать низкой степени поляризации излучения вблизи вершины импульса из-за быстрого изменения углов проекции поля около оси.

При другой интерпретации поляризации оптического излучения пульсара в Крабовидной туманности Фергюсон [94] и Кок [57] высказали предположение, что степень поляризации пропорциональна длине проекции вектора, фиксированного на вращающейся звезде, причем позиционный угол наблюдаемой поляризации фиксирован относительно направления проекции этого вектора. Наблюдения указанных авторов говорят о том, что степень поляризации достигает максимального значения около 10 % примерно за 2,5 мс (30° по долготе) до вершины импульса и связанного с ней минимума поляризации. На основе высказанных предположений степень поляризации максимальна, если вектор перпендикулярен лучу зрения, и минимальна, когда угол между ними имеет наименьшее значение. Наблюдаемые точки максимума и минимума отстоят друг от друга менее чем на 90° ; поэтому, чтобы получить сокращение истинного диапазона значений долготы, привлекается релятивистское сжатие. Хорошее согласие с кривыми наблюдаемых позиционных углов и степени поляризации получается при значениях $\gamma_\phi \approx 1,21$ для главного импульса и $\gamma_\phi \approx 1,10$ для интеримпульса. В этой модели в отличие от модели Железнякова—Шапошникова и Смита [332, 393] профиль импульса определяется внутренним механизмом излучения и лишь незначительно подправляется диаграммой направленности, формируемой в результате синхронного вращения.

Как было описано в гл. 5, недавно наблюдалось импульсное оптическое и гамма-излучение от пульсара в созвездии Парусов. В отличие от пульсара в Крабовидной туманности формы импульсов в каждом из трех частотных диапазонов совершенно различны. Еще до открытия оптических импульсов было высказано предположение [356], что гамма-импульсы обусловлены синхротронным излучением от незамкнутых силовых линий вблизи светового цилиндра. Поскольку азимутальные деформации силовых линий происходят вблизи светового цилиндра, гамма-импульс должен отставать от радиоимпульса (который,

как предполагается, излучается в области незамкнутых силовых линий ближе к звезде), что и согласуется с наблюдениями. Незамкнутые силовые линии охватывают значительные углы вблизи светового цилиндра, поэтому ширина гамма-импульса больше. Более широкий гамма-импульс позволяет также увидеть излучение от другого полюса, что приводит к двойной структуре импульса. Однако, как было указано выше, меньшее расстояние между оптическими импульсами и их симметричное расположение относительно гамма-импульсов говорят о том, что наблюдается излучение только от одного полюса. Если это так, то радиоимпульс должен излучаться в направлении, перпендикулярном магнитной оси. Интересно, что средний профиль импульсов пульсара в Крабовидной туманности можно интерпретировать таким же образом, причем предимпульс в радиодиапазоне (рис. 4.6) аналогичен радиоимпульсу пульсара в созвездии Парусов.

В полной светимости пульсара в созвездии Парусов преобладает гамма-компонент, а сама светимость соответствует примерно 0,5 % скорости потерь вращательной энергии. До сих пор не предложено моделей генерации гамма-излучения, наблюдаемого у пульсаров PSR 1747—46 и PSR 1818—04. У этих пульсаров светимость в гамма-диапазоне составляет гораздо большую долю общей скорости потерь энергии.

ДРЕЙФ СУБИМПУЛЬСОВ И ПРЕКРАЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Одной из наиболее любопытных характеристик пульсаров является систематический дрейф субимпульсов вдоль среднего профиля, наблюдаемый у некоторых пульсаров (см. рис. 3.6). Было предложено несколько возможных механизмов этой модуляции. Саттон и др. [340] предположили наличие поглощающего экрана, расположенного вблизи светового цилиндра и вращающегося дифференциально относительно звезды. Как упомянуто выше, циклотронное поглощение может быть значительным, если частота волны равна электронной гирочастоте внутри светового цилиндра. С этой моделью связаны определенные проблемы. Некоторые пульсары обладают чрезвычайно регулярным дрейфом (модуляция P_2 для PSR 0809+74 имеет добротность Q , равную, по крайней мере, 50), и такую высокую стабильность объяснить трудно. Субимпульсы пульсаров со стабильным дрейфом движутся от заднего фронта профиля к переднему, а это означает, что экран вращается быстрее нейтронной звезды; такая ситуация невозможна, если экран находится около светового цилиндра. Наконец, эта модель не объясняет наблюдаемой частотной зависимости расстояния между субимпульсами.

В связи с моделью релятивистского формирования диаграммы направленности Железняков [392] высказал предположение, что дрейфующие субимпульсы возникают вследствие вращения многолепестковой диаграммы излучения. При такой многолепестковой диаграмме, где лепестки равноудалены друг от друга в системе координат источника и равномерно вращаются вокруг оси, параллельной оси вращения звезды, внутри данного импульса могут быть видны один или два субимпульса. Скорость дрейфа на «крыльях» профиля должна быть выше, чем около центра; такое изменение скорости дрейфа аналогично наблюдаемому для PSR 1919+21.

Похожая модель, в которой для уменьшения расстояния между субимпульсами не привлекается релятивистское сжатие, предложена Остером [256]. Эта модель требует наличия веерообразной диаграммы излучения с P/P_2 лепестками (приблизительно 15—100), равномерно вращающейся вокруг перпендикулярной (предположительно, магнитной) оси. Тогда скорость дрейфа субимпульсов непосредственно связана со скоростью вращения диаграммы излучения вокруг ее оси. Изменения скорости дрейфа и P_3 можно получить вариацией скорости вращения диаграммы излучения, тогда как расстояние между лепестками P_2 остается постоянным. Модификация этой модели, в которой диаграмма вращающегося пучка образует двумерную сетку, была использована [257] для вычисления картины субимпульсов при различных комбинациях расстояния между лепестками, наклона оси вращения пучка, направления луча зрения и т. п. В зависимости от значений этих угловых параметров можно моделировать либо регулярный дрейф, либо более беспорядочный дрейф субимпульсов, наблюдаемый у ряда пульсаров.

Если не считать трудности объяснения физического механизма, образующего такой вращающийся веерообразный пучок, главная проблема, связанная с этими моделями, заключается в том, что явление дрейфа субимпульсов зависит от относительной ориентации наблюдателя и звезды. Как уже указывалось ранее в этой главе, сильная корреляция свойств дрейфа с производной периода означает, что ориентация по отношению к наблюдателю не является главным фактором. Трудно также объяснить наблюдаемую зависимость P_2 от частоты, поскольку она означает изменение с частотой расстояния между лепестками, а следовательно, и их количества. В рассмотренной модели средний профиль определяется некоторой модуляцией, налагающейся на основную систему вращающегося пучка. Почему разделение компонентов среднего профиля должно иметь ту же частотную зависимость типа $\omega^{-1/4}$, что и разделение лепестков, остается неясным.

В модели Рудермана—Сазерленда дрейф субимпульсов возникает из-за движения «искровых» областей вокруг магнитного полюса (над вакуумным зазором точное синхронное вращение со звездой не обязательно, потому что в этой области $E \cdot B \neq 0$). Связанный с дрейфом период определяется выражением

$$P_d \approx 5,6 B_{12} P^{-2} [\text{с}], \quad (10.40)$$

где B_{12} — напряженность магнитного поля B_0 на полюсе в единицах 10^{12} Гс. Соответствующие такому периоду скорости дрейфа субимпульсов имеют тот же порядок величины, что и наблюдаемые значения. Если расстояние между «искрами» в зазоре сравнимо с высотой заряда (около 10^8 см), то предсказываемое разделение субимпульсов P_2 почти равно наблюдаемому. Поскольку как компоненты профиля, так и субимпульсы связаны с областями усиленного испускания частиц на поверхности звезды, частотная зависимость P_2 в этой модели автоматически оказывается такой же, что и частотная зависимость разделения компонентов. Однако направление дрейфа субимпульсов зависит от ориентации наблюдателя относительно магнитной оси, потому что «искры» всегда дрейфуют вокруг магнитной оси в направлении, совпадающем с вращением звезды. Возможность, позволяющая исключить эту зависимость от ориентации, заключается в следующем. Когда угол α между магнитной осью и осью вращения существенно отличается от нуля, траектории искр могут деформироваться так, что они достигают края излучающей области только на экваториальной стороне [310]. Тогда субимпульсы пульсаров типа SD должны дрейфовать к переднему фронту профиля, что и наблюдается.

Периодические флуктуации интенсивности импульсов также могут быть объяснены в рамках модели Рудермана—Сазерленда. В основном они наблюдаются у пульсаров типа С и часто бывают различны для разных компонентов, но симметричны относительно центра импульса (рис. 3.4). Поскольку в случае пульсаров типа С луч зрения проходит вблизи магнитной оси, то дрейфовое движение «искр» в этих пульсарах должно приводить скорее к модуляции интенсивности импульсов, чем к дрейфу субимпульсов. Поскольку траектории дрейфа окружают магнитную ось, флуктуационные характеристики должны быть симметричны относительно центра импульса, что и наблюдается.

Одна из замечательных особенностей распределения производных периода как функции периода (рис. 10.2) состоит в том, что пульсары типа D концентрируются в правой части графика, вблизи наклонной линии. Если магнитное поле не затухает и если показатель торможения равен трем, то пульсары в процессе эволюции движутся вниз и вправо вдоль прямых линий (см. рис. 6.3). Наклонная линия на рис. 10.2, очевидно,

представляет собой эмпирический максимальный период пульсара. Однако многие пульсары должны прекращать излучение до того момента, как будет достигнут этот период, потому что при равновесном состоянии можно было бы ожидать, что число пульсаров в равных логарифмических частотных интервалах пропорционально P/\dot{P} . Величина P/\dot{P} (характеристический возраст) пропорциональна P^2 при $n=3$. В действительности распределение пульсаров по периодам (рис. 1.4) имеет пик вблизи центра наблюдаемого диапазона периодов, а не в долгопериодическом «хвосте». Ясно, что некоторые пульсары должны прекращать импульсное излучение при столь коротких периодах, как 0,75 с.

Как упоминалось ранее, наклонная линия на рис. 10.2 представляет собой постоянное значение параметра $\dot{P}P^{-5}$. Очевидно, что этот параметр имеет отношение к «возрасту» пульсара в том смысле, что пульсар перестает испускать импульсное излучение,

когда значение $\dot{P}P^{-5}$ мало. Изучение характеристик замирания пульсаров (см. гл. 3) показало [299], что доля времени, которую пульсар проводит в состоянии замирания, велика, когда ве-

личина $\dot{P}P^{-5}$ мала (рис. 10.7). Этот результат означает, что пульсары стареют и в конце концов прекращают излучение (по крайней мере, в радиодиапазоне), проводя все большую долю времени в состоянии замирания. Ритчингс [299] показал, что увеличение степени замирания является скорее следствием возрастания времени пребывания в состоянии замирания, нежели укорочения всплесков импульсной активности.

Почему «выключаются» пульсары? Поскольку для дипольного магнитного поля напряженность на поверхности B_0 пропор-

циональна $(P\dot{P})^{1/2}$, то период отсечки, представленный наклонной линией на рис. 10.2, пропорционален $B_0^{1/2}$. Более того, так как напряженность поля на световом цилиндре изменяется как

P^{-3} , линия с постоянным значением $\dot{P}P^{-5}$ соответствует постоянной напряженности поля на световом цилиндре. Было указано [209], что этот факт свидетельствует в пользу моделей, в которых источник излучения близок к световому цилиндру. Другое возможное объяснение заключается в том, что отсечка обусловлена циклотронным поглощением вблизи светового цилиндра, которое происходит на частоте

$$\omega \approx 2\omega_B/(\gamma\theta^2), \quad (10.41)$$

где θ — угол распространения излучения относительно поля [30]. Если для примера взять $\gamma \approx 10^3$ (как в модели Рудермана—Сазерленда), $\theta = 10^{-2}$ рад, $P = 1$ с и $B_0 = 10^{12}$ Гс, то частота от-

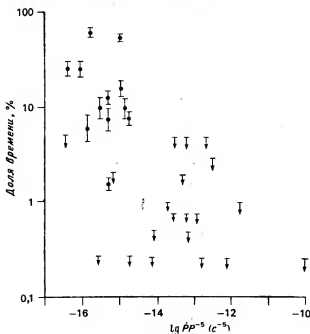


Рис. 10.7. Доля времени, которую пульсар проводит в состоянии замирания, как функция параметра $\dot{P} P^{-5}$ для 32 пульсаров [299].

сечки вблизи светового цилиндра будет составлять около 600 Мгц. При увеличении периода частота отсечки неуклонно снижается, пока пульсар не станет ненаблюдаемым. Есть некоторые доказательства того, что у пульсаров типа С и D довольно крутые высокочастотные отсечки имеют место приблизительно на указанных частотах. Более того, степень круговой поляризации среднего импульса обычно бывает выше на более высоких частотах; этого также можно было бы ожидать, так как заряды данного знака поглощают лишь один компонент круговой поляризации.

В рамках модели Старрока—Рудермана—Сазерленда для создания импульсов необходимо образование пар частиц в области полярной шапки. По мере замедления вращения нейтронной звезды ускоряющий потенциал [уравнение (9.16)] падает как P^{-2} . Следовательно, при некотором периоде испускаемые гамма-кванты уже не будут обладать достаточной энергией для образования пар; тогда испускание импульсов прекратится. Старрок [337] нашел, что период, при котором излучение

прекращается, пропорционален $B_0^{1/2}$; для пульсара с $B_0 = 10^{12}$ Гс он должен иметь величину порядка 1 с, как и наблюдается. Аналогичные результаты были получены Рудерманом и Сазерлендом [313]. Зависимость типа $B_0^{1/2}$ слегка сильнее, чем наблюдаемая зависимость B_0 ; Рудерман и Сазерленд указали, что предсказываемая зависимость находится в лучшем согласии с наблюдениями, если показатель торможения равен 2,5, а не 3.

В гл. 8 высказывалось предположение, что затухание магнитного поля пульсара может объяснить то обстоятельство, что фактический средний возраст пульсаров гораздо меньше их среднего характеристического возраста. Поскольку в большинстве моделей процесса излучения импульсов предполагается наличие сильных магнитных полей для создания ускоряющих потенциалов, затухание поля также должно приводить к прекращению импульсного излучения. Например, в моделях с излучением частиц из области магнитных полюсов ускоряющий потенциал в соответствии с уравнением (9.16) пропорционален B_0 . Следовательно, затухание поля за время порядка нескольких миллионов лет могло бы объяснить как исключительно высокие характеристические возрасты, наблюдаемые у некоторых пульсаров, так и тот факт, что среднее время активной жизни пульсаров составляет только несколько миллионов лет.

Наконец, другая возможная причина «выключения» пульсаров может состоять в совмещении магнитной оси с осью вращения. Если бы этот процесс был важным, он мог бы объяснить отсутствие интеримпульсов у пульсаров с большим периодом. В этом случае следует ожидать, что приближающиеся к «выключению» пульсары должны иметь более широкие (по сравнению со средними значениями) профили и показатели торможения больше 3.

97602



ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица параметров пульсаров

В этом приложении мы приводим основные параметры 321 пульсара, известных на момент перевода книги (январь 1980 г.). Координаты, где это возможно, приведены с точностью 1° по прямому восхождению и $1''$ по склонению. Периоды даны с точностью до 4-го знака после запятой, хотя в большинстве случаев они известны с гораздо более высокой точностью. Производные периоды приведены в единицах 10^{-15} с/с (0,086 нс/сут), а мера дисперсии и мера вращения — в общепринятых единицах. Эквивалентная ширина импульса W_e , определяемая как энергия импульса, деленная на максимальную плотность потока, приведена в миллисекундах. Средняя плотность потока на частоте 400 Мгц S_{400} , определяемая как энергия в импульсе, деленная на период, представлена в миллианских ($1 \text{ мЯн} = 10^{-29} \text{ Вт/м}^2 \times \text{Гц}$). За исключением значений, отмеченных звездочкой, расстояния получены из меры дисперсии. Влияние областей НII в пределах 1 кпс от Солнца было исключено по методу Прентиса и тер Хаара [275]. Значения расстояний, отмеченные звездочкой, получены либо из измерений линии поглощения водорода, либо из данных связи пульсар—остаток сверхновой (табл. 7.1), либо, в случае пульсара PSR 1929+10, из измерений тригонометрического параллакса. И наконец, характеристический возраст в предположении, что показатель торможения имеет значение $n = 3$, дан в миллионах лет. Более точные параметры, оценки их точности и ссылки на литературу можно получить для большей части данных таблицы из компилятивной работы Тейлора и Манчестера [351] по параметрам пульсаров и более поздних работ [400, 403, 405].

PSR	Правое восхож- дение (1950, 0)	Склонение (1950, 0)	Галактические координаты		Период P , с	Промежуточные пе- риоды P , 10^{-18} с/с	Мера дисперсии, нс/см ³	Мера вращения, град/мс	Эквивалентная ширина импульса, ком, мс	Плотность потока на частоте 400 МГц, мЯн	Расстояние, кпс	$1/\dot{P}$, 10^6 лет
			долгота	широта								
0012+47	00 ^h 12 ^m 30 ^s	+47° 30'	116,6°	-14,7°	1,2407		25	+9,8	42	15	1,0	37
0031-07	00 31 36	-07 38 15	110,4	-69,8	0,9429	0,40	10,8	-29	25	27	0,4	1,6
0105+65	01 05	+65 50	124,6	3,3	1,2836	12,4	30,1		45	25	1,2	
0136+57	01 36 40	+57 50	129,3	-4,2	0,2725		60		35	45	2,3	97
0138+59	01 38	+59 45	129,1	-2,3	1,2229	0,2	34,8	-50			3,0*	
0148-06	01 48 54	-06 55	160,5	-65,1	1,4646		27		72	25	1,1	
0149-16	01 49 46	-16 52 40	179,3	-72,5	0,8327	1,29	11,2		19	21	0,4	10
0153+61	01 53	+61 55	130,5	0,2	2,3516	189,0	60		35	13	1,9	0,20
0203-40	02 03 57	-40 42 21	258,6	-69,6	0,6305	1,19	11,7		11	11	0,4	8,3
0254-53	02 54 24	-53 16 25	269,9	-55,3	0,4477	0,02	15,9		12	17	0,6	270
0301+19	03 01 42	+19 21 11	161,1	-33,3	1,3875	1,29	15,6	-8,3	42	28	0,6	17
0320+39	03 20 20	+39 40	152,2	-14,2	3,0321		25		40	40	1,0	
0329+54	03 29 11	+54 24 36	145,0	-1,2	0,7145	2,05	26,7	-63,7	8,7	2270	2,6*	5,5
0340+53	03 40 10	+53 10	140,0	-1,3	1,9355		85		3,5	20	2,8	0,56
0355+54	03 55 00	+54 05	148,2	0,8	0,1553	4,39	57,0			56	1,5*	
0403+61	04 03 10	+61 40	144,0	7,2	0,5946		60			30	0,9	
0403-76	04 03 15	-76 16 25	290,3	-35,9	0,5452	1,54	20,5		22	19	0,8	5,6
0447-12	04 47 49	-12 55	211,1	-32,6	0,4380		40		23	15	1,6	
0449+55	04 49 50	+55 50	152,5	7,6	0,3408		15			40	0,6	
0450-18	04 50 21	-18 04 21	217,1	-34,1	0,5489	5,78	39,9	+13,8	28	55	1,6	1,5
0459+47	04 59 30	+47 00	160,3	3,3	0,6386		40			10	1,5	
0523+11	05 23 09	+11 15	192,7	-13,2	0,3544		80		19	17	1,9	
0525+21	05 25 51	+21 58 18	183,8	-6,9	3,7454	40,06	50,9	-39,6	75	93	2,0*	1,5
0531+21	05 31 31	+21 58 54	184,6	-5,8	0,0332	421,80	56,7	-42,3	1,9	480	2,0*	0,0012
0538-75	05 38 18	-75 45 38	287,2	-30,8	1,2458	0,53	17,7		68	76	0,7	37

0540+23	05 40 06	+23 28 15	184,7	-3,3	0,2459	15,42	77,5	+8,7	7,8	30	2,9	0,25
0559-05	05 59 33	-05 30	212,2	-13,5	0,3959	2,7	75		22	17	0,4	13
0559-57	05 59 59	-57 56 52	266,5	-29,3	2,2613	59,36	28,3		58	2	1,1	0,089
0611+22	06 11 16	+22 38 39	188,7	2,5	0,3349		96,7	+67,0	131	21	3,5	
0621-04	06 21 52	-04 15	213,7	-8,0	1,0390		60		56	10	2,4	
0626+24	06 26 00	+24 40	188,5	6,4	0,4767		70			30	2,7	
0628-28	06 28 50	-28 34 08	237,0	-16,8	1,2444	2,51	34,3	+46,19	79	275	1,4	7,9
0656+64	06 56 30	+64 20	151,6	25,3	0,1955		5			40	0,2	
0656+14	06 56 57	+14 25	201,0	8,3	0,3848		9		25	10	0,3	
0727-18	07 27 19	-18 20	233,6	-0,3	0,5101		61		22	13	1,9	
0736-40	07 36 50	-40 35 46	254,2	-9,2	0,3749	1,62	160,8	+13,5	57	190	2,0*	3,7
0740-28	07 40 47	-28 15 31	243,8	-2,4	0,1667	16,81	73,7	+150,4	8	195	2,0*	0,16
0743-53	07 43 54	-53 50	266,7	-14,3	0,2148		121		34	23	2,5	
0752+32	07 52 10	+32 40	188,2	26,9	1,4425		50			15	2,0	
0756-15	07 56 11	-15 20	234,5	7,2	0,6822		62		15	6	2,4	
0808-47	08 08 12	-47 45 00	265,3	-8,0	0,5471	3,08	227,1		47	46	5,7	2,8
0809+74	08 09 03	+74 38 12	140,0	31,6	1,2922	0,16	5,7	-11,7	45	81	0,2	130
0818-13	08 18 06	-13 41 22	235,9	12,6	1,2381	2,10	40,9	-1,2	24	90	1,6	9,3
0818-41	08 18 29	-41 05 03	258,7	-2,7	0,5454	0,06	110,1		99	63	0,6	144
0820+02	08 20 35	+02 10	222,0	21,3	0,8648		23,4		25	22	0,9	
0823+26	08 23 50	+26 47 08	197,0	31,7	0,5306	1,67	19,4	+5,9	6,0	41	0,7	5,0
0826-34	08 26 19	-34 07 07	254,0	2,6	1,8489	1,03	50,2		436	16	0,4	28
0833-45	08 33 39	-45 00 10	263,6	-2,8	0,0892	124,68	69,0	+38,17	1,7	5000	0,5*	0,011
0834+06	08 34 26	+06 20 43	219,7	26,3	1,2737	6,79	12,8	+23,6	26	65	0,5	3,0
0835-41	08 35 33	-41 24 42	260,9	-0,3	0,7516	3,54	147,6	+135,8	12	197	2,4*	3,4
0839-53	08 39 09	-53 21 51	270,8	-7,1	0,7206	1,67	154,4		41	19	3,3	6,8
0840-48	08 40 29	-48 40 32	267,2	-4,1	0,6443	9,49	195,8		15	6	4,2	1,1
0844-35	08 44 07	-35 22 39	257,2	4,7	1,1160	1,56	95,2		49	16	0,6	11
0853-33	08 53 38	-33 25	256,9	7,5	1,2675		86		23	8	0,6	
0855-61	08 55 53	-61 26 16	278,6	-10,4	0,9625	1,66	93,9		25	11	3,7	9,2

Продолжение табл.

PSR	Правое восхож- дение (1960,0)	Склонение (1960,0)	Галактические координаты		Период P , с	Промедленная пе- риода P , 10^{-11} с/с	Мера дисперсии, мс/см ²	Мера вращения, рад/м ²	Эквивалентная ширина импуль- сов, мс	Плотность потока 400 МГц, мЯн	Расстояние, кпс	$1/P$, 10^4 лет
			долгота	широта								
0901-63	09 01 31	-63 13 17	280,4	-11,1	0,6603	0,10	74,5		21	5	3,0	100
0903-42	09 03 08	-42 34 12	265,1	2,9	0,9651	1,91	145,1		28	8	2,0	8,0
0904+77	09 04 04	+77 40	135,3	33,7	1,5790				80			
0904-74	09 04 28	-74 47 41	289,7	-18,3	0,5495	0,46	49,9		26	11	2,0	19
0905-51	09 05 40	-51 45 50	272,2	-3,0	0,2535	1,83	102,8		23	35	1,2	2,2
0906-17	09 06 19	-17 25	246,1	19,9	0,4016		16		15	18	0,6	
0909-71	09 09 22	-71 59 51	287,7	-16,3	1,3628	0,32	53,1		27	9	2,1	67
0919+06	09 19 35	+06 51 06	225,4	36,4	0,4306	13,73	26,9		15	40	1,1	0,50
0922-52	09 22 30	-52 49 46	274,7	-1,9	0,7462	35,49	151,7		17	13	3,1	0,33
0923-58	09 23 04	-58 01 08	278,4	-5,6	0,7394	4,83	59,1		50	22	1,3	2,4
0932-52	09 32 46	-52 36 02	275,7	-0,7	1,4447	4,65	98,2		29	18	1,4	4,9
0940-55	09 40 37	-55 39 10	278,6	-2,2	0,6643	22,74	179,0	-61,9	19	55	5,3	0,46
0940+16	09 40 46	+16 55	216,4	45,4	1,0874		28		85	18	1,1	
0941-56	09 41 18	-56 43 57	279,3	-3,0	0,8081	39,51	159,6		15	13	5,3	0,32
0942-13	09 42 03	-13 35	249,0	28,9	0,5702		13		12	16	0,5	
0943+10	09 43 27	+10 05 50	225,4	43,1	1,0977	3,53	15,3	+13,3	29	15	0,6	4,9
0950-38	09 50 11	-38 25 02	268,7	12,0	1,3738	0,56	165,7		41	8	4,1	39
0950+08	09 50 30	+08 09 44	228,9	43,7	0,2530	0,23	2,9	+1,35	9,5	500	0,1	17
0953-52	09 53 41	-52 50 00	278,3	1,2	0,8621	3,51	155,7		15	29	3,9	3,9
0957-47	09 57 30	-47 55 23	275,7	5,4	0,6700	0,07	91,5		43	16	1,5	140
0959-54	09 59 51	-54 52 38	280,2	0,1	1,4365	51,68	130,6		23	79	3,7	0,44
1001-47	10 01 23	-47 32 29	276,0	6,1	0,3070	2,07	96,9		12	6	1,9	2,3
1010-23	10 10 10	-23 30	262,2	26,3	2,5179		20		50	8	0,8	
1014-53	10 14 37	-53 30 14	281,2	2,5	0,7695	1,91	65,6		16	4	2,3	6,4
1015-56	10 15 22	-56 06 29	282,7	0,3	0,5034	3,12	437,9		24	15	1,3	2,5

1030-58	10 30 15	-58 55	285.9	-1.0	0.4642	418	61	14	13	
1039-19	10 39 12	-19 20	265.5	33.7	1.3864	60	70	10	2.4	
1039-55	10 39 59	-55 05 22	285.2	3.0	1.1708	6.74	32	14	12	2.7
1044-57	10 44 19	-57 58 02	287.1	0.7	0.3694	3.57	20	18	6.5	5.1
1054-62	10 54 28	-62 42 44	290.3	-3.0	0.4224	322.2	38	45	11	1.8
1055-52	10 55 48	-52 10 51	286.0	6.6	0.1971	5.83	+47.2	16	1.1	0.53
1056-78	10 56 27	-78 58 20	297.6	-17.6	1.3474	1.31	29	7	2.0	16
1056-57	10 56 55	-57 26 08	288.3	1.9	1.1849	4.29	21	19	2.7	4.4
1105-59	11 05 50	-59 30 53	290.2	0.5	1.5165	0.23	47	7	2.1	100
1110-65	11 10 36	-65 56 44	293.2	-5.2	0.3342	0.82	21	19	8.0	6.4
1110-69	11 10 54	-69 10 11	294.4	-8.2	0.8204	2.82	22	13	4.4	4.6
1112+50	11 12 49	+50 46 30	154.4	60.4	1.6564	2.6	+3.2	14	5	10
1114-41	11 14 20	-41 06 21	284.5	18.1	0.9431	7.93	16	26	1.6	1.9
1118-79	11 18 11	-79 20 04	298.7	-17.5	2.2805	3.67	32	7	1.0	9.8
1119-54	11 19 01	-54 27 38	290.1	5.9	0.5357	2.76	19	24	8.0	3.1
1133+16	11 33 27	+16 07 34	241.9	69.2	1.1879	3.73	+3.9	30	0.1	5.0
1133-55	11 33 38	-55 08 32	292.3	5.9	0.3647	8.22	18	23	3.3	0.70
1143-60	11 43 41	-60 14 19	295.0	1.3	0.2733	1.79	16	17	3.1	2.4
1154-62	11 54 43	-62 08 08	296.7	-0.2	0.4005	3.93	+508.2	42	11*	1.6
1159-58	11 59 54	-58 03 51	296.5	3.9	0.4528	2.12	13	23	5.6	3.4
1221-63	12 21 34	-63 51 16	300.0	-1.4	0.2164	4.95	-3.6	47	3.2	0.69
1222-63	12 22 54	-63 52 06	300.1	-1.4	0.4196	0.94	24	11	15	7.0
1232-55	12 32 31	-55 00	300.6	7.5	0.6382	100	45	6	4.0	
1236-68	12 36 57	-68 16 00	301.9	-5.7	1.3019	11.86	25	7	3.7	1.7
1237+25	12 37 11	+25 10 16	252.5	86.5	1.3824	0.95	-0.33	40	0.3	23
1237-41	12 37 33	-41 08 24	300.7	21.4	0.5122	1.73	10	4	1.7	4.7
1240-64	12 40 18	-64 06 58	302.1	-1.5	0.3884	4.48	+157.8	110	14*	1.4
1256-67	12 56 08	-67 25 29	303.7	-4.8	0.6633	1.20	15	5	3.6	8.7
1302-64	13 02 10	-64 39 23	304.4	-2.1	0.5716	4.03	45	29	20	2.2
1309-53	13 09 03	-53 46 48	306.0	8.7	0.7281	0.13	33	15	5.2	89

Продолжение таб.

PSR	Правое восхождение (1950, 0)	Склонение (1950, 0)	Галактические координаты		Период P , с	Промысловая скорость \dot{P} , 10^{-18} с/с	Мера дисперсии, нс/см^2	Мера вращения, рад/м^2	Эквивалентная ширина импульсов, мс	Плотность потока на частоте 400 МГц, мДж	Расстояние, кпс	$1/\dot{P}/P$, 10^6 лет
			долгота	широта								
1309-55	13 09 50	-55 00 54	306,0	7,5	0,8492	5,70	132,9		29	16	5,3	2,4
1317-53	13 17 49	-53 43 24	307,3	8,6	0,2797	9,25	96,4		13	18	3,8	0,48
1322-66	13 22 33	-66 45 15	306,3	-4,4	0,5430	5,32	209,8		58	28	8,2	1,6
1323-63	13 23 09	-63 53 09	306,7	-1,5	0,7926	3,12	504,1		50	18	19	4,0
1323-58	13 23 44	-58 43 57	307,5	3,6	0,4779	3,21	282,0		89	120	11	2,4
1323-62	13 23 57	-62 07 09	307,1	0,2	0,5299	18,90	318,4		140	134	8,0*	0,44
1325-43	13 25 09	-43 42 13	309,9	18,4	0,5326	3,00	40,8		18	18	1,6	2,8
1325-49	13 25 31	-49 06 02	309,1	13,1	1,4787	0,61	116,6		30	11	4,7	38
1336-64	13 36 27	-64 41 31	308,0	-2,6	0,3786	5,05	76,1		14	9	2,7	1,2
1352-51	13 52 44	-51 39 13	313,0	9,7	0,6443	2,81	110,9		13	12	4,4	3,6
1353-62	13 53 50	-62 13	310,5	-0,6	0,4557		434				14	
1356-60	13 56 26	-60 23 35	311,2	1,1	0,1275	6,34	293,8		34	105	10	0,32
1358-63	13 58 10	-63 43 18	310,6	-2,1	0,8427	16,88	96,8		13	34	3,4	0,79
1359-51	13 59 41	-51 10	314,1	9,9	1,3801		39		25	10	1,5	
1417-54	14 17 02	-54 02 38	315,8	6,4	0,9357	0,24	128,4		26	9	5,1	62
1424-55	14 24 54	-55 17 26	316,4	4,8	0,5702	2,08	81,2		19	33	3,1	4,3
1426-66	14 26 35	-66 09 45	312,7	-5,4	0,7854	2,77	65,3	-12,0	18	128	2,5	4,5
1436-63	14 36 31	-63 31 55	314,6	-3,4	0,4596	1,12	123,0		14	21	4,6	6,5
1449-64	14 49 25	-64 01 00	315,7	-4,4	0,1794	2,74	69,3	-22,3	11	231	2,6	1,0
1451-68	14 51 29	-68 31 31	313,9	-8,5	0,2633	0,09	8,60	-2,0	13	350	0,3	43
1454-51	14 54 08	-51 10 52	322,1	6,7	1,7483	5,32	35,9		24	4	1,4	5,2
1503-51	15 03 04	-51 46 30	323,1	5,5	0,8407	6,5	59,8		17	5	2,3	2,0
1503-66	15 03 23	-66 29 25	315,9	-7,3	0,3556	1,15	128,6		11	13	5,1	4,9
1504-43	15 04 14	-43 40 33	327,3	12,5	0,2867	1,60	47,5		12	16	1,9	2,8
1507-44	15 07 27	-44 10 48	327,6	11,7	0,9438	0,59	82,3		50	14	3,3	25

1508+55	15 08 03	+55 42 55	91.3	52.3	0.7396	5.03	19.5	+0.8	13	47	0.7	2.3
1510-48	15 10 44	-48 23 10	325.9	7.8	0.4548	0.92	50.3		13	9	2.0	7.8
1523-55	15 23 50	-55 41 43	323.6	0.6	1.0487	11.26	356.4		42	17	11	1.5
1524-39	15 24 42	-39 21 12	333.1	14.0	2.4175	19.05	47.3		44	11	1.9	2.0
1529+28	15 29 30	+28 00	43.6	54.6	1.1248		15			10	0.6	
1530-53	15 30 22	-53 24 16	325.7	1.9	1.3688	1.42	24.8	+17.5	29	71	0.9	15
1540-06	15 40 50	-06 15	0.5	36.6	0.7090		18		15	30	0.7	
1541+09	15 41 14	+09 38 42	17.8	45.8	0.7484	0.41	34.9		75	65	1.4	29
1541-52	15 41 12	-52 59 22	327.3	1.3	0.1785	0.06	34.0		10	23	1.3	45
1550-54	15 50 05	-54 47 14	327.2	-0.9	1.0813	15.67	208.8		56	13	6.8	1.1
1552-31	15 52 10	-31 25	342.7	16.8	0.5181		72		35	15	2.0	
1552-23	15 52 32	-23 35	348.4	22.5	0.5325		55		25	8	0.4	
1555-55	15 55 23	-55 37 09	327.2	-2.0	0.9572	20.47	210.1		24	15	7.7	0.74
1556-44	15 56 11	-44 30 16	334.5	6.4	0.2570	1.02	58.8	-2.6		110	2.3	4.0
1556-57	15 56 14	-57 42 47	326.0	-3.7	0.1944	2.12	175.7		17	20	6.8	1.4
1557-50	15 57 08	-50 35 55	330.7	1.6	0.1925	5.06	270	+119	10		9.0*	0.60
1558-50	15 58 33	-50 51 44	330.7	1.3	0.8642	69.60	169.5	+71.5	33	47	5.7	0.20
1600-27	16 00 05	-27 00	347.2	18.8	0.7783		48		23	20	0.1	
1600-49	16 00 42	-49 01 45	332.2	2.4	0.3274	1.01	139.6		11	44	5.1	5.1
1601-52	16 01 25	-52 49 26	329.7	-0.5	0.6580	0.25	32		45	31	1.2	42
1604-00	16 04 37	-00 24 40	10.7	35.5	0.4218	0.30	10.7	+6.5	15	45	0.4	22
1609-47	16 09 51	-47 06 49	334.6	2.8	0.3823	0.63	160.1		17	17	6.0	9.5
1612+07	16 12 15	+07 45	20.6	38.2	1.2068		21		22	16	0.8	
1612-29	16 12 45	-29 45	347.2	14.9	2.4776		40		45	5	0.1	
1620-42	16 20 18	-42 50 00	338.9	4.6	0.3645	1.01	294.0		52	23	9.5	5.7
1620-08	16 20 34	-08 45	5.5	27.3	1.2764		70		22	5	1.2	
1630-59	16 30 48	-59 48 29	327.7	-8.3	0.5291	1.36	133.7		16	7	5.3	6.1
1641-45	16 41 10	-45 53 38	339.2	-0.2	0.4550	20.08	475	-611	215	375	4.9*	0.36
1641-68	16 41 40	-68 26 25	321.8	-14.8	1.7856	1.69	41.4		78	23	1.7	16
1642-03	16 42 24	-03 12 31	14.1	26.1	0.3876	1.78	35.7	+15.8	4.0	440	0.2*	3.4

Продолжение табл.

PSR	Правое восхо- ждение (1950,0)	Склонение (1950,0)	Галактические координаты		Период P , с	Провальная пе- риода P , 10^{-10} с/с	Мера дисперсии, нс/см ³	Мера вращения, рад/м ³	Эквивалентная ширина импульса, нс	Плотность потока на частоте 400 МГц, мВт	Расстояние, кпс	$1/2 P \dot{P}$, 10^6 лет
			долгота	широта								
1647-528	16 47 43	-52 50 45	334,6	-5,5	0,8905	2,10	162,7		32	12	6,4	6,7
1647-52	16 47 46	-52 17 55	335,0	-5,2	0,6350	1,81	177,9		19	23	7,0	5,5
1648-42	16 48 17	-42 40 17	342,5	0,9	0,8440		523		340	98	18	
1648-17	16 48 39	-17 05	2,8	16,9	0,9733		31		30	14	1,2	
1649-23	16 49 57	-23 50	357,4	12,5	1,7037		70		36	8	2,8	
1659-60	16 59 49	-60 05	329,9	-11,3	0,3063		53		60	23	2,1	
1700-32	17 00 07	-32 40	351,8	5,4	1,2117	0,7	105,4	-21,7	45	45	4,1	27
1700-18	17 00 56	-18 40	3,3	13,6	0,8043		45		20	10	1,8	
1701-75	17 01 15	-75 35 22	316,7	-20,2	1,1910	1,95	35,5		27	3	1,4	9,7
1702-18	17 02 41	-18 55	3,3	13,1	0,2989		23		13	28	0,9	
1706-16	17 06 33	-16 37 12	5,8	13,7	0,6530	6,36	24,8	-1,3	15	60	1,0	1,6
1707-53	17 07 50	-53 46 38	335,7	-8,5	0,8992	15,50	104,9		17	9	4,2	0,92
1717-29	17 17 23	-29 32	356,5	4,2	0,6204	0,8	40		30	30	1,5	12
1718-02	17 18 22	-02 05	20,2	19,0	0,4777		70		60	24	2,8	
1718-32	17 18 48	-32 05	354,6	2,5	0,4771	0,7	126,3		20	60	4,6	11
1719-37	17 19 35	-37 09 06	350,5	-0,5	0,2361	10,82	98,5		12	25	3,0	0,35
1727-47	17 27 55	-47 42 22	342,6	-7,7	0,8297	164,1	121,9	-429,1	20	190	4,8	0,080
1729-41	17 29 17	-41 26 42	348,0	-4,5	0,6279	12,83	194,1		29	9	7,6	0,77
1730-22	17 30 25	-22 29	4,0	5,7	0,8716	0,0	45		35	20	1,7	
1732-07	17 32 22	-07 15	17,4	13,4	0,4193		72		12	23	2,9	
1737-39	17 37 49	-39 26 08	350,6	-4,7	0,5122	1,80	157,3		23	35	6,1	4,5
1737+13	17 37 48	+13 15	37,1	21,7	0,8030		50		33	25	2,0	
1738-08	17 38 39	-08 35	17,0	11,3	2,0430		75		75	17	3,0	
1740-03	17 40 30	-03 45	21,5	13,3	0,4446		35		16	8	1,4	
1742-30	17 42 42	-30 38	358,6	-0,9	0,3674	10,7	86	+90,0	16	55	2,8	0,54

1745-13	17 45 29	-13 05	13.9	7.6	0.3941	2.13	100	14	25	4.0	9.9
1745-56	17 45 31	-56 04 25	336.6	-14.3	1.3323	1.29	56.3	24	3	2.2	9.1
1747-46	17 47 57	-46 56 39	345.0	-10.2	0.7423	8.15	20.5	18	68	0.8	1.1
1749-28	17 49 49	-28 06 00	1.5	-1.0	0.5625		50.8	13	1300	1.0*	
1754-24	17 54 37	-24 21	5.3	0.0	0.2340		188			5.1	
1756-22	17 56 23	-22 05	7.5	0.8	0.4609		175	18	20	5.5	
1804-27	18 04 02	-27 15	3.9	-3.3	0.8277		305	40	12	12	
1804-08	18 04 53	-08 48 10	20.1	5.6	0.1637	0.02	111.6	14	53	4.4	89
1806-53	18 06 40	-53 38 45	340.3	-15.9	0.2610	0.38	43.3	18	12	1.7	11
1811+40	18 11 50	+40 20	67.5	24.0	0.9311		40		10	1.6	
1813-26	18 13 28	-26 50	5.2	-4.9	0.5929		130	65	30	5.1	
1813-36	18 13 43	-36 19 11	356.8	-9.4	0.3970	2.04	93.1	13	22	3.7	3.0
1818-04	18 18 13	-04 29 03	25.5	4.7	0.5980	6.32	84.3	16	170	1.5*	1.5
1819-22	18 19 57	-22 53	9.4	-4.3	1.8742	0.6	125	65	25	4.8	49
1820-31	18 20 31	-31 00	2.2	-8.2	0.2840		52	12	16	2.0	
1821-19	18 21 02	-19 47 26	12.3	-3.1	0.1993	5.24	224.5	30	52	8.6	0.57
1821+05	18 21 05	+05 55	35.1	8.9	0.7529		66	19	40	2.6	
1822-09	18 22 46	-09 38 30	21.4	1.3	0.7689	53.0	20.7	17	32	0.8	0.23
1826-17	18 26 48	-17 54	14.6	-3.4	0.3071	5.59	215	55	70	8.3	0.87
1828-60	18 28 44	-60 25 19	334.8	-21.2	1.8894	0.35	33.7	48	6	1.3	85
1831-03	18 31 04	-03 40	27.7	2.3	0.6866	41.5	235	35	80	8.8	0.26
1831-04	18 31 47	-04 31	27.0	1.7	0.2901	0.10	79	45	95	2.7	46
1834-10	18 34 08	-10 00	22.4	-1.3	0.5627		290	120	30	10	
1839+56	18 39 15	+56 38	86.1	23.9	1.6528		30			1.2	
1839+09	18 39 34	+09 10	40.1	6.3	0.3813		49	12	22	1.9	
1842+14	18 42 38	+14 55	45.6	8.2	0.3754		44	14	18	1.7	
1844-04	18 44 45	-04 05 32	28.9	-0.9	0.5977	51.9	141.9	32	75	4.5	0.18
1845-19	18 45 20	-19 55 46	14.8	-8.3	4.3081	23.35	19.1	66	15	0.7	2.9
1845-01	18 45 49	-01 27 30	31.3	0.0	0.6594	5.2	163	60	60	4.5	2.0
1846-06	18 46 26	-06 43	26.7	-2.5	1.4512	45.7	152	30	25	5.6	0.50

Продолжение табл.

PSR	Правое воскож- дение (1950, 0)	Склонение (1950, 0)	Галактические координаты		Период P , с	Производная пе- риода \dot{P} , 10^{-18} с/с	Мера дисперсии, нс/см ²	Мера вращения, рад/м ²	Эквивалентная ширина импуль- сов, мс	Плотность потока на частоте 400 МГц, мВт	Расстояние, кпс	$1/2 P/\dot{P}$, 10^4 лет
			долгота	широта								
1851-79	18 51 46	-79 55 51	314,3	-27,1	1,2791	1,89	38,1		40	7	1,5	11
1851-14	18 51 53	-14 35	20,3	-7,3	1,1465		130		56	8	5,1	
1857-26	18 57 43	-26 04 54	10,3	-13,5	0,6122	0,16	38,1	-7,3	34	120	1,5	61
1859+03	18 59 01	+03 26 46	37,2	-0,6	0,6554	7,50	402,9	-237,4	90	125	10*	1,4
1900+05	19 00 15	+05 52	39,5	0,2	0,7465		170		30	25	4,8	
1900+01	19 00 57	+01 31 09	35,7	-2,0	0,7293	4,03	243,4	+72,3	25	60	5,0*	2,9
1900-06	19 00 59	-06 35	28,5	-5,7	0,4318	3,4	190		22	22	7,5	2,0
1901+10	19 01 40	+10 00	43,3	1,8	1,8665		140		50	2	4,9	
1904+12	19 04 57	+12 40	46,1	2,3	0,8270		260		30	2	9,8	
1905+40	19 05 50	+40 10	71,1	14,3	1,2358		30			25	1,2	
1906+09	19 06 40	+09 10	43,2	0,3	0,8302		250		45	5	7,3	
1907+00	19 07 02	+00 03 03	35,1	-4,0	1,0169	5,51	111		15	10	4,2	2,9
1907+02	19 07 07	+02 49 55	37,6	-2,7	0,9898	2,76	168		15	20	6,3	5,7
1907+10	19 07 28	+10 57 07	44,8	1,0	0,2836	2,63	144		5,6	55	4,6	1,7
1907+03	19 07 39	+03 45	38,5	-2,4	2,3302		95		170	30	3,4	
1907-03	19 07 52	-03 10	32,4	-5,6	0,5046		205		40	20	8,1	
1908+12	19 08 06	+12 28	46,2	1,6	1,4417		260		40	5	9,4	
1910+20	19 10 34	+20 59 25	54,1	5,0	2,2329	10,18	84		13	10	3,2	3,5
1910+10	19 10 30	+10 30	44,8	0,1	0,4093		140		25	2	4,0	
1911+13	19 11 10	+13 54	47,9	1,6	0,5214		145		25	6	5,0	
1911-04	19 11 15	-04 45 59	31,3	-7,1	0,8259	4,06	89,4		16	120	3,5	3,2
1911+09	19 11 30	+09 30	44,0	-0,6	1,2419		155		45	3	4,7	
1911+11	19 11 57	+11 15	45,6	0,2	0,6009		80		20	5	2,4	
1913+10	19 13 05	+10 05	44,7	-0,6	0,4045		240		40	30	7,5	
1913+167	19 13 10	+16 40	50,5	2,4	1,6162		55		45	6	2,0	

1913+16	19 13 12	+16 01 08	50,0	2,1	0,0590	0,01	167		10	12	6,1	106
1914+09	19 14 12	+09 47	44,6	-1,0	0,2702		58		15	15	1,9	
1914+13	19 14 40	+13 06	47,6	0,4	0,2818	7,20	230		25	25	6,9	0,43
1915+13	19 15 21	+13 48 28	48,3	0,6	0,1946		94	+264,0	4,5	50	2,9	
1916+14	19 16 00	+14 40	49,1	0,9	1,1808		30		25	6	1,1	
1917+00	19 17 17	+00 16 03	36,5	-6,2	1,2722	7,67	91		25	30	3,6	2,6
1918+19	19 18 53	+19 43 02	53,9	2,7	0,8210	0,89	165		85	25	6,2	14
1919+14	19 19 10	+14 12	49,0	-0,0	0,6181		96		30	17	2,8	
1919+21	19 19 36	+21 47 16	55,8	3,5	1,3573	1,34	12,4	-16,5	25	56	0,5	16
1919+20	19 19 40	+20 00	54,2	2,6	0,7606		70		30	1	2,5	
1920+20	19 20 08	+20 10	54,4	2,6	1,1727		215		55	6	8,1	2,1
1920+21	19 20 43	+21 04 52	55,3	2,9	1,0779	8,19	220		15	48	8,4	
1921+17	19 21 06	+17 00	51,7	0,9	0,5472		135		25	2	4,3	
1922+20	19 22 30	+20 30	55,0	2,3	0,2377		215		20	4	8,0	
1923+04	19 23 56	+04 20	40,9	-5,7	1,0740		100		25	10	3,9	
1924+19	19 24 16	+19 20	54,1	1,4	1,3460		420		55	2	16	
1924+16	19 24 30	+16 42	51,9	0,1	0,5798		170		25	10	4,7	
1924+14	19 24 35	+14 30	49,9	-1,0	1,3249		205		45	9	6,8	
1925+18	19 25 00	+18 50	53,8	1,0	0,4827		250		35	3	8,4	
1925+22	19 25 08	+22 30	57,0	2,7	1,4310		180		60	6	6,8	
1925+188	19 25 27	+18 50	53,8	0,9	0,2983		90		30	3	2,9	
1927+18	19 27 18	+18 40	53,9	0,4	1,2204		110		30	3	3,3	
1927+13	19 27 35	+13 10	49,1	-2,3	0,7600		200		25	5	7,4	
1929+15	19 29 30	+15 30	51,4	-1,6	0,3143		120		30	3	4,1	3,1
1929+10	19 29 51	+10 53 03	47,4	-3,9	0,2265	1,15	3,17	-6,1	5,5	130	0,05*	
1930+20	19 30 00	+20 15	55,6	0,6	0,2682		200		20	7	6,2	0,036
1930+22	19 30 30	+22 15	57,4	1,5	0,1444	63	219		8	11	7,7	
1930+13	19 30 58	+13 00	49,4	-3,1	0,9283		165		35	2	6,2	
1933+17	19 33 15	+17 40	53,7	-1,3	0,6544		210		35	3	7,2	0,95
1933+16	19 33 31	+16 09 58	52,4	-2,1	0,3587	6,00	158,5	-1,9	6,5	260	7,0*	

Продолжение табл.

PSR	Правое восхож- дение (1950.0)	Склонение (1950.0)	Галактические координаты		Период P , с	Прональная пе- риода P , 10^{-10} с/с	Мера дисперсии, мс/см ²	Мера прашенин, рад/м ²	Эквивалентная ширина импульса, с/мс	Плотность потока на частоте 400 МГц, мЯн	Расстояние, кпс	$1/2 P/\dot{P}$, 10^5 лет
			долгота	широта								
1933+15	19 33 40	+15 30	51,9	-2,4	0,9673		165		30	2	6,1	
1937-26	19 37 58	-26 10	13,9	-21,8	0,4028		50		16	8	2,0	
1939+17	19 39 47	+17 40	54,5	-2,7	0,6962		175		65	3	6,5	
1940-12	19 40 37	-12 45	27,3	-17,2	0,9724		29		16	14	1,2	
1941-17	19 41 13	-17 45	22,5	-19,3	0,8411		55		25	6	2,2	
1942+17	19 42 15	+17 50	54,9	-3,1	1,9968		160		45	1	6,0	
1942-00	19 42 54	-00 55	38,5	-12,4	1,0456		55		60	8	2,2	
1943+18	19 43 18	+18 30	55,6	-3,0	1,0687		240		35	3	9,2	
1943-29	19 43 44	-29 05	11,4	-24,0	0,9594		30		25	6	1,2	
1944+22	19 44 16	+22 40	59,3	-1,0	1,3344		140		30	3	4,5	
1944+17	19 44 38	+17 59 15	55,3	-3,5	0,4406	0,02	16,3	-28,0	23	60	0,6	286
1946-25	19 46 24	-25 45	15,0	-23,5	0,9576		20		20	7	0,8	
1946+35	19 46 33	+35 32 38	70,7	5,0	0,7173	7,05	129,1		21	120	8,5*	1,61
1952+29	19 52 21	+29 15 22	65,9	0,8	0,4266	0,001	20		13	20	0,8	4300
1954+51	19 54 10	+51 10	85,1	11,7	0,5189		25			35	1,0	
2002+31	20 02 53	+31 28 34	69,0	0,0	2,1112	74,58	233		15	14	8,0*	0,45
2003-08	20 03 34	-08 00	34,3	-20,2	0,5808		25		55	18	1,0	
2016+28	20 16 00	+28 30 30	68,1	-4,0	0,5579	0,14	14,1	-34,6	14	290	1,0*	59
2020+28	20 20 33	+28 44 43	68,9	-4,7	0,3434	1,89	24,6	-74,7	6,7	250	2,0*	2,9
2021+51	20 21 25	+51 45 07	87,9	8,4	0,5291	3,04	22,5	-6,5	11,1	310	0,9	2,7

2024+21	20 24 55	+21 40	63,6	-9,5	0,3981	90	20	3	3,6	2,8
2028+22	20 28 24	+22 20	64,6	-9,8	0,6305	60	25	9	2,4	
2043+04	20 43 22	-04 30	27,4	-27,4	1,5469	38	24	18	1,5	
2044+15	20 44 20	+15 45	61,3	-16,7	1,1382	35	25	12	1,4	
2045-16	20 45 46	-16 27 48	30,5	-33,1	1,9615	10,96	58	130	0,4	
2048-72	20 48 41	-72 12 02	321,9	-35,0	0,3413	16,9	29	29	0,6	27
2106+44	21 06 30	+44 30	86,9	-2,0	0,4148	0,1	30	38	4,6	70
2111+46	21 11 37	+46 31 42	89,0	-1,3	1,0146	0,71	29	190	4,0*	22
2113+14	21 13 50	+14 05	64,5	-23,4	0,4401	54	22	15	2,2	23
2123-67	21 23 19	-67 01 31	326,4	-39,8	0,3257	0,22	19	7	1,3	
2148+63	21 48 40	+63 15	104,3	7,4	0,3801	0,16	15	25	4,9	38
2151-56	21 51 32	-56 55	337,1	-47,1	1,3736	2,1	50	13	0,6	13
2152-31	21 52 18	-31 33 08	15,8	-51,6	1,0300	1,23	23	11	2,8	8,3
2154+40	21 54 57	+40 03 30	90,5	-11,3	1,5252	2,9	52	39	1,7	3,1
2217+47	22 17 45	+47 39 47	98,4	-7,6	0,5394	2,76	7,3	63		
2223+65	22 23 30	+65 22	108,6	6,9	0,6825	9,5	34	38	2,4	1,1
2255+58	22 55 46	+58 54 30	108,8	-0,5	0,3682	148	13	42	4,5	
2303+30	23 03 34	+30 43 49	97,7	-26,7	1,5758	2,91	17	25	2,0	8,6
2305+55	23 05	+55 26	108,6	-4,2	0,4750	0,1	25	23	1,7	7,5
2310+42	23 10 30	+42 40	104,4	-16,4	0,3494	15		55	0,6	
2315+21	23 15 30	+21 20	95,7	-36,3	1,4447	20		25	0,8	4,7
2319+60	23 19 41	+60 08 00	112,1	-0,6	2,2564	96	65	70	2,8*	14
2321-61	23 21 33	-61 10 34	320,4	-53,2	2,3474	14,3	57	4	0,5	
2323+63	23 23 10	+63 00	113,4	2,0	1,4368	120		25	4,2	10
2324+60	23 24	+60 55	112,9	-0,0	0,2336	0,36	14	41	3,4	
2327-20	23 27 49	-20 22 04	49,4	-70,2	1,6436	4,63	+9,5	19	0,3	5,6

ОБОЗНАЧЕНИЯ

Насколько это возможно, мы пытались избегать использования одного и того же обозначения более, чем для одной величины. Тем не менее повторение оказалось неизбежным, и приводимый ниже список будет полезен при разрешении возникающих неясностей. В него не вошли промежуточные математические переменные и обозначения, применяемые лишь однократно. Полужирным шрифтом выделены векторные величины.

- a* Характерный размер неоднородностей в распределении межзвездных электронов
- a* Расстояние от оси вращения звезды
- a*₁ Большая полуось одного из членов двойной системы
- A* Коэффициент при члене, зависящем от прямого восхождения, в уравнении моментов прихода импульсов пульсара
- A*_ν Видимое поглощение (в звездных величинах)
- ℳ* Коэффициент в выражении для энергии гравитационной деформации
- b* Галактическая широта
- B* Коэффициент при члене, зависящем от склонения, в уравнении моментов прихода импульсов пульсара
- B*_L Плотность магнитного потока на световом цилиндре
- B*₀ Плотность магнитного потока на поверхности звезды
- B*_⊥ Составляющая магнитного поля, перпендикулярная к направлению скорости частицы
- B* Плотность магнитного потока
- ℳ* Коэффициент в выражении для энергии упругой деформации
- c* Скорость света
- d* Расстояние
- D* Постоянная дисперсии
- D*_δ Наклон полосы дрейфующих субимпульсов
- D(R)* Число наблюдаемых пульсаров на единицу площади галактического диска при расстоянии *R* от центра Галактики
- DM* Мера дисперсии
- DM*₀ Мера дисперсии, при которой чувствительность обзора уменьшается в $\sqrt{2}$ раз

- e Заряд электрона
- e Эксцентриситет эллиптической орбиты
- E Эксцентрическая аномалия
- E_{\parallel} Составляющая электрического поля, параллельная магнитному полю
- E_{\perp} Составляющая электрического поля, перпендикулярная магнитному полю
- E Электрическое поле
- \S Ширина энергетической щели сверхтекучести
- f_1 Функция масс
- F Поток излучения
- G Гравитационная постоянная
- h Постоянная Планка, деленная на 2π
- h Высота вакуумного зазора над полярной шапкой магнитосферы
- h_e Характерная высота слоя галактических тепловых электронов
- h_i Начальная характерная высота пульсаров
- i Угол наклонения плоскости орбиты двойной системы к картинной плоскости
- I Момент инерции
- I_c Момент инерции заряженных компонентов нейтронной звезды
- I_n Момент инерции сверхтекучих нейтронов в нейтронной звезде
- I_p Момент инерции плазмы в магнитосфере пульсара
- I_ν Удельная интенсивность излучения на частоте ν
- I_ω Удельная интенсивность излучения на угловой частоте ω
- j Коэффициент спонтанного излучения
- k Постоянная Больцмана
- k Квантовое число
- l Галактическая долгота
- l Линейный размер (например, источника излучения)
- L Светимость
- L_{\min} Минимальная светимость «активных» пульсаров
- L_x Рентгеновская светимость
- m Индекс модуляции
- m Масса электрона
- m Магнитный дипольный момент
- m_n Масса нейтрона
- m_v Видимая визуальная звездная величина
- M Масса
- M_v Абсолютная визуальная звездная величина
- M_{\odot} Масса Солнца
- \mathcal{M} Полная масса двойной системы (в единицах массы Солнца)

- n Показатель торможения
 n_e Плотность зарядов
 n_p Плотность первичных частиц
 n_s Плотность вторичных частиц
 n_v Поверхностная плотность вихревых линий
 n_H Плотность атомов нейтрального водорода
 \mathbf{n} Единичный вектор, направленный от барицентра Солнечной системы к пульсару
 N Вращающий момент
 N_p Плотность пульсаров
 N_Q Число пульсаров в Галактике, доступных для наблюдения
 $N(\Delta)$ Число пульсаров в интервале Δ
 $N(\epsilon)$ Число частиц с энергией ϵ
 p Показатель разделения для многокомпонентных профилей импульсов
 p Импульс частицы
 P Период пульсара
 P_b Орбитальный период двойной системы
 P_d Период дрейфа искровых областей в зоне полярной шапки
 P_2 Интервал между субимпульсами в пределах данного импульса
 P_3 Интервал (в периодах) между последовательными полосами дрейфующих субимпульсов
 $P(r)$ Давление на расстоянии r от центра звезды
 q Пространственная частота неоднородностей плотности
 Q Доля скачка периода пульсара, связанная с последующей релаксацией
 r Радиальное расстояние от центра звезды
 r_p Линейный масштаб дифракционной картины на Земле, вызванной рассеянием
 \mathbf{r}_s Вектор, направленный от барицентра Солнечной системы к точке наблюдения
 R Радиус звезды
 R Частота появления малых случайных нерегулярностей периода
 R Расстояние от центра Галактики
 R_p Радиус области полярной шапки
 R_L Радиус светового цилиндра
 RM Мера фарадеевского вращения
 \mathcal{R} Остаточное уклонение момента прихода импульса пульсара, т. е. разность между наблюдаемым и предвычисленным моментами прихода
 S Плотность потока
 S_0 Минимальная плотность потока при обзоре пульсаров

- S_{400} Плотность потока на частоте 400 МГц
 t, t_b Время прихода импульса в барицентр Солнечной системы
 t_d Ожидаемый интервал времени между «звездотрясениями»
 t_s Время прихода импульса в точку наблюдения
 T Температура
 T Характерное время, P/P'
 T_b Яркостная температура
 T_r Шумовая температура приемника
 T_s Спиновая температура (температура возбуждения) газа
 T_0 Момент прохождения периастра в двойной системе
 U_p Плотность энергии плазмы
 U_A Плотность энергии альвеновских волн
 U_B Плотность энергии магнитного поля
 U_L Плотность энергии продольных волн
 U_R Плотность энергии излучения
 v Скорость
 v_g Групповая скорость волн
 v_A Альвеновская скорость
 W Кинетическая энергия
 W_e Эффективная ширина импульса
 x Проекция большой полуоси, $a_1 \sin i$
 X Отношение масс в двойной системе, M_1/M_2
 X Квадрат отношения плазменной частоты к частоте волны, $(\omega_p/\omega)^2$
 Y Отношение циклотронной частоты к частоте волны, ω_B/ω
 z Расстояние от плоскости Галактики
 Z Атомный номер
 α Спектральный индекс
 α Прямое восхождение
 α Угол между осью вращения и магнитной осью нейтронной звезды
 β Показатель в степенном законе распределения неоднородностей плотности
 β Скорость в единицах скорости света
 γ Показатель в степенном законе распределения энергии
 γ Член, измеряющий поперечное доплеровское смещение и гравитационное красное смещение в орбите двойной звезды
 γ Лоренц-фактор, $(1 - \beta^2)^{-1/2}$
 γ_i Лоренц-фактор инжектированных частиц
 γ_p Лоренц-фактор первичных частиц
 γ_s Лоренц-фактор вторичных частиц
 γ_ϕ Лоренц-фактор синхронного вращения
 Γ_A Инкремент раскачки альвеновских волн
 Γ_L Инкремент раскачки продольных плазменных волн

- Γ_T Инкремент раскачки поперечных плазменных волн
 δ Склонение
 Δt_r Релятивистская поправка часов
 Δ z -составляющая меры дисперсии, $DM \sin |b|$
 $\Delta \theta$ Ширина луча в широтном направлении
 $\Delta \phi$ Расстояние между компонентами в многокомпонентном профиле
 $\Delta \phi$ Среднеквадратичное значение фазовых возмущений лучей, рассеянных на неоднородностях распределения межзвездных электронов
 ϵ Энергия частицы
 ϵ Параметр сплюснутости
 ϵ_f Энергия Ферми
 ζ Угол между лучом зрения и осью вращения пульсара
 ζ_2 Параметризованный постньютоновский параметр
 η Множитель в уравнении для ожидаемой ширины импульса в моделях релятивистского формирования диаграммы направленности
 θ Угол между лучом зрения и направлением межзвездного магнитного поля
 θ Угол, отсчитываемый от оси вращения звезды
 θ Угол между мгновенной скоростью источника и направлением распространения волны
 θ_b Угол полураствора конуса излучения
 θ_p Угловой размер области полярной шапки
 θ_0 Видимый угловой полудиаметр источника рассеянного излучения
 Θ Угол между мгновенной осью вращения звезды и ее осью симметрии, т. е. угол прецессии
 κ Коэффициент поглощения
 λ Длина волны
 μ Модуль сдвига коры нейтронной звезды
 μ Показатель преломления
 μ_α Собственное движение по прямому восхождению
 μ_δ Собственное движение по склонению
 ν Частота
 ν_b «Частота среза», выше которой спектр синхротронного излучения становится круче
 ν_m Характеристическая частота синхронного излучения
 ξ Питч-угол
 ρ Плотность вещества
 ρ_c Радиус кривизны магнитных силовых линий
 ρ_e Плотность заряда
 $\rho_z(z)$ Нормированная плотность пульсаров в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики

- $\rho_R(R)$ Плотность пульсаров на расстоянии R от центра Галактики относительно плотности в окрестности Солнца
- σ Проводимость
- τ Характеристический возраст, $P/(n-1)\dot{P}$
- τ Оптическая толщина
- τ_d Характерное время релаксации после скачка периода пульсара
- τ_p Постоянная времени в формуле экспоненциального уширения импульса вследствие межзвездного рассеяния
- τ_r Время релаксации вязкостной связи между корой нейтронной звезды и внутренними нейтронами
- τ_s Характерное время межзвездных мерцаний
- τ_B Характерное время ослабления магнитного поля звезды
- τ_R Время жизни релятивистских электронов на излучательные потери
- τ_m Временной масштаб микроструктуры импульса
- ϕ Фаза, или долгота импульса (360° — период пульсара)
- Φ Электростатический потенциал
- $\Phi(q)$ Спектр неоднородностей плотности межзвездных электронов
- $\Phi(L)$ Функция светимости пульсаров
- χ Угол между магнитной осью звезды и ее осью симметрии
- ψ Позиционный угол поляризованного излучения
- ω Долгота периастра в двойной системе
- ω Угловая частота волны
- ω_c Характеристическая угловая частота синхротронного излучения или излучения кривизны
- ω_p Плазменная частота
- ω_B Циклотронная частота
- Ω Угловая частота пульсаций, $2\pi/P$
- Ω_i Угловая частота пульсаций при рождении пульсара
- Ω_n Угловая частота вращения нейтронов внутри нейтронной звезды
- Ω_p Угловая частота прецессии
- Ω Вектор угловой частоты вращения

ЛИТЕРАТУРА

1. Ables J. G., Manchester R. N. *Astron. Astrophys.*, 50, 177, 1976.
2. Aitken D. K., Poiden P. G. *Nature Phys. Sci.*, 233, 45, 1971.
3. Albats P. G. et al. *Nature*, 251, 400, 1974.
4. Anderson B., Lyne A. G., Peckham R. J. *Nature*, 258, 215, 1975.
5. Anderson P. W., Itoh N. *Nature*, 256, 25, 1975.
6. Andrew B., Branson H., Wills D. *Nature*, 203, 171, 1964.
7. Argyle E., Cower J. F. R. *Astrophys. J.*, 175, L89, 1972.
8. Ash M. E., Shapiro I. I., Smith W. B. *Astron. J.*, 72, 338, 1967.
9. Avni Y., Bahcall J. N. *Astrophys. J.*, 197, 675, 1975.
10. Baade W. *Astrophys. J.*, 96, 188, 1942.
11. Baade W., Zwicky F. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 20, 254, 1934.
12. Backer D. C. *Nature*, 228, 1297, 1970.
13. Backer D. C. *Nature*, 228, 42, 1970.
14. Backer D. C. *Astrophys. J.*, 182, 245, 1973.
15. Backer D. C. *Astrophys. J.*, 190, 667, 1974.
16. Backer D. C. *Astron. Astrophys.*, 43, 395, 1975.
17. Backer D. C. *Astrophys. J.*, 209, 895, 1976.
18. Backer D. C., Boriakoff V., Manchester R. N. *Nature Phys. Sci.*, 243, 77, 1973.
19. Backer D. C., Fischer J. R. *Astrophys. J.*, 189, 137, 1974.
20. Backer D. C., Rankin J. M., Campbell D. B. *Astrophys. J.*, 197, 481, 1975.
21. Backer D. C., Rankin J. M., Campbell D. B. *Nature*, 263, 202, 1976.
22. Backer D. C., Sramek R. A. *Astron. J.*, 81, 1430, 1976.
23. Baym G., Pethick C. *Ann. Rev. Nuclear Sci.*, 25, 27, 1975.
24. Baym G. et al. *Nature*, 224, 872, 1969.
25. Baym G., Pines D. *Ann. Phys.*, 66, 816, 1971.
26. Becklin E. E., Kleinmann D. E. *Astrophys. J.*, 152, L25, 1968.
27. Becklin E. E. et al. *Astrophys. J.*, 186, L137, 1973.
28. Bell S. J., Hewish A. *Nature*, 213, 1214, 1967.
29. Biermann P., Tinsley B. M. *Astron. Astrophys.*, 30, 1, 1974.
30. Blandford R. D., Scharlemann E. T. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 174, 59, 1976.
31. Blandford R. D., Teukolsky S. A. *Astrophys. J.*, 205, 580, 1976.
32. Boksenberg A. et al. *Nature Phys. Sci.*, 240, 127, 1972.
33. Bolton J. C., Stanley G., Slee O. B. *Nature*, 164, 101, 1949.
34. Booth R. S., Lyne A. G. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 174, 53P, 1976.
35. Bowyer S. E. et al. *Science*, 146, 912, 1964.
36. Boynton P. E. et al. *Astrophys. J.*, 175, 217, 1972.
37. Boynton P. E. et al. *Astrophys. J.*, 157, L197, 1969.
38. Bridle A. H. *Nature*, 225, 1035, 1969.
39. Bridle A. H., Venugopal V. R. *Nature*, 224, 545, 1969.
40. Bucccheri R. The time structure of gamma-ray emission from Crab and Vela pulsars. In *The Structure and Content of the Galaxy and Galactic Gamma Rays*. Eds. Fichtel C. E., Stecker F. M. Greenbelt, Md., Goddard Space Flight Center, 1976, p. 52.

41. Budden K. G. Radio Waves in the Ionosphere. Cambridge University Press, 1961, p. 432.
42. Cameron A. G. W. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 8, 179, 1970.
43. Canuto V. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 12, 167, 1974.
44. Canuto V. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 13, 335, 1975.
45. Canuto V., Chitre S. M. Nature Phys. Sci., 243, 63, 1973.
46. Channugman G. Astrophys. J., 182, L39, 1973.
47. Chau W. Y., Henriksen R. N., Rayburn D. R. Astrophys. J., 168, L79, 1971.
48. Cheng A., Ruderman M., Sutherland P. Astrophys. J., 203, 209, 1976.
49. Chiu H. Y., Canuto V. Astrophys. J., 163, 577, 1971.
50. Clark G. W. Enrico Fermi Summer School on Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes. Varenna, Italy, 1975.
51. Clark G. W. et al. Astrophys. J., 179, 263, 1973.
52. Clark D. H., Caswell J. L. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 174, 267, 1976.
53. Clemence G. M., Szebehely V. Astron. J., 72, 1324, 1967.
54. Cocke W. J. Astrophys. J., 184, 291, 1973.
55. Cocke W. J. Astrophys. J., 202, 773, 1975.
56. Cocke W. J., Disney M. J., Taylor D. J. Nature, 221, 525, 1969. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 137.]
57. Cocke W. J., Ferguson D. C., Muncaster G. W. Astrophys. J., 183, 987, 1973.
58. Cocke W. J., Muncaster G. W., Gehrels T. Astrophys. J., 169, L119, 1971.
59. Cocke W. J., Pacholczyk A. G. Astrophys. J., 204, L13, 1976.
60. Cohen J. M. et al. Astrophys. Space Sci., 6, 228, 1970.
61. Cohen J. M., Toton E. T. Astrophys. Letters, 7, 213, 1971.
62. Cole T. M. Nature, 221, 29, 1969. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 66.]
63. Comella J. M. et al. Nature, 221, 453, 1969. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 100.]
64. Condon J. J., Backer D. C. Astrophys. J., 197, 31, 1975.
65. Cordes J. M. Astrophys. J., 195, 193, 1975.
66. Cordes J. M. Astrophys. J., 208, 944, 1975.
67. Cordes J. M. Pulsar Microstructure: Time Scales, Spectra, Polarization and Radiation Models. Thesis, University of California, San Diego, 1975.
68. Craft H. D. Radio Observations of Pulse Profiles and Dispersion Measures of Twelve Pulsars. Report 395, Cornell Center for Radiophysics and Space Research, 1970.
69. Craft H. D., Comella J. M., Drake F. D. Nature, 218, 1122, 1968. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 74.]
70. Cronyn W. M. Science, 168, 1453, 1970.
71. Davidsen A. et al. Astrophys. J., 200, L19, 1975.
72. Davidson K., Tucker W. Astrophys. J., 161, 437, 1970.
73. Davidson P. J. N., Culhane J. L., Morrison L. V. Nature, 253, 610, 1975.
74. Davies J. G., Hunt G. C., Smith F. G. Nature, 221, 27, 1969.
75. Davies J. G., Lyne A. G., Seiradakis J. H. Nature, 240, 229, 1972.
76. Davies J. G., Lyne A. G., Seiradakis J. H. Nature Phys. Sci., 244, 84, 1973.
77. Davies J. G., Lyne A. G., Seiradakis J. H. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 179, 635, 1977.
78. Downs G. S., Reichley P. E. Astrophys. J., 163, L11, 1971.
79. Drake F. D., Craft H. D. Nature, 220, 231, 1968. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 80.]
80. Dulk G. A., Slee O. B. Astrophys. J., 199, 61, 1975.
81. Duncan J. C. Astrophys. J., 89, 482, 1939.
82. Eardley D. M. Astrophys. J., 196, L59, 1975.
83. Eastlund B. J. Nature, 220, 1293, 1968.
84. Eastlund B. J. Nature, 225, 430, 1970.
85. Elitzur M. Astrophys. J., 190, 673, 1974.
86. Endean V. G. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 158, 13, 1972.
87. Endean V. G. Astrophys. J., 187, 359, 1974.

88. Epstein R. I., Petrosian V. *Astrophys. J.*, 183, 611, 1973.
89. Esposito L. W., Harrison E. R. *Astrophys. J.*, 196, L1, 1975.
90. Ewart G. M., Guyer R. A., Greenstein G. *Astrophys. J.*, 202, 238, 1975.
91. Ewing M. S. et al. *Astrophys. J.*, 162, L169, 1970.
92. Fazio G. G. et al. *Astrophys. J.*, 175, L117, 1972.
93. Feibelman P. J. *Phys. Rev. D.*, 4, 1589, 1971.
94. Ferguson D. C. *Astrophys. J.*, 183, 977, 1973.
95. Ferguson D. C., Cocke W. J., Gehrels T. *Astrophys. J.*, 190, 375, 1974.
96. Ferguson D. C. et al. *Nature*, 260, 25, 1976.
97. Forman W. et al. *Astrophys. J.*, 193, L67, 1974.
98. Fritz J. et al. *Science*, 164, 709, 1969.
99. Galt J. A., Lyne A. C. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 158, 281, 1972.
100. Gardner F. F., Morris D., Whiteoak J. B. *Austral. J. Phys.*, 22, 813, 1969.
101. Gerola H., Kafatos M., McCray R. *Astrophys. J.*, 189, 55, 1974.
102. Giacconi R. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 262, 312, 1975.
103. Giacconi R. *Astrophysics and Gravitation. Proc. 16th International Solvay Congress. Brussels, L'Université de Bruxelles*, 1975, p. 27.
104. Giacconi R. et al. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 27, 37, 1974.
105. Гинзбург В. Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*.— М.: Наука, 1967.
106. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 3, 297, 1965.
107. Гинзбург В. Л., Железняков В. В. *Comm. Astrophys. Space Sci.*, 2, 167, 1970.
108. Гинзбург В. Л., Железняков В. В. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, 511, 1975.
109. Гинзбург В. Л., Железняков В. В., Зайцев В. В. *Astrophys. Space Sci.*, 4, 464, 1969.
110. Gold T. *Nature*, 218, 731, 1968.
111. Gold T. *Nature*, 221, 25, 1969.
112. Goldreich P. *Astrophys. J.*, 160, L11, 1970.
113. Goldreich P., Julian W. H. *Astrophys. J.*, 157, 869, 1969.
114. Goldreich P., Keeley D. A. *Astrophys. J.*, 170, 463, 1971.
115. Gomez-Gonzales J., Guélin M. *Astron. Astrophys.*, 32, 441, 1974.
116. Gordon K. J., Gordon C. P. *Astron. Astrophys.*, 27, 119, 1973.
117. Gordon K. J., Gordon C. P. *Astron. Astrophys.*, 40, 27, 1975.
118. Goss W. M. et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 179, 51P, 1977.
119. Gott J. R., Gunn J. E., Ostriker J. P. *Astrophys. J.*, 160, L91, 1970.
120. Gould R. J. *Phys. Rev. Letters*, 15, 577, 1965.
121. Gower J. F. R., Argyle E. *Astrophys. J.*, 171, L23, 1972.
122. Graham D. A. et al. *Astron. Astrophys.*, 37, 405, 1974.
123. Greenstein G. S. *Astrophys. J.*, 177, 251, 1972.
124. Greenstein G. S. *Astrophys. J.*, 200, 281, 1975.
125. Greenstein G. S. *Astrophys. J.*, 208, 836, 1976.
126. Greenstein G. S., Cameron A. G. W. *Nature*, 222, 862, 1969.
127. Groth E. J. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 29, 431, 1975.
128. Groth E. J. *Astrophys. J.*, 200, 278, 1975.
129. Gunn J. E., Ostriker J. P. *Astrophys. J.*, 160, 979, 1970.
130. Hamilton P. A. et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 180, 1, 1977.
131. Hankins T. H. *Astrophys. J.*, 169, 487, 1971.
132. Hankins T. H. *Astrophys. J.*, 177, L11, 1972.
133. Hankins T. H. *Astrophys. J.*, 181, L49, 1973.
134. Hardee P. E., Rose W. K. *Astrophys. J.*, 194, L35, 1974.
135. Hari-Dass N. D., Radhakrishnan V. *Astrophys. Letters*, 16, 135, 1975.
136. Harnden F. R., Gorenstein P. *Nature*, 241, 107, 1973.
137. Harrison E. R., Tademaru E. *Astrophys. J.*, 201, 447, 1975.
138. Hegyi D., Novick R., Thaddeus P. *The Crab Nebula. I. A. U. Symposium No. 46. Dordrecht, Reidel*, 1971, p. 129.

139. Heiles C., Campbell D. B., Rankin J. M. *Nature*, 226, 529, 1970.
140. Heiles C., Rankin J. M. *Nature Phys. Sci. Sci.*, 231, 97, 1971.
141. Helfand D. I., Manchester R. N., Taylor J. H. *Astrophys. J.*, 198, 661, 1975.
142. Henning K., Wendker H. J. *Astron. Astrophys.*, 44, 91, 1975.
143. Henriksen R. N., Norton J. A. *Astrophys. J.*, 201, 431, 1975.
144. Henriksen R. N., Norton J. A. *Astrophys. J.*, 201, 719, 1975.
145. Henriksen R. N., Norton J. A. Неопубликованная работа, 1976.
146. Henriksen R. N., Rayburn D. R. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 166, 409, 1974.
147. Hensberge G., van den Heuvel E. P. J., Paes De Barros M. H. *Astron. Astrophys.*, 29, 69, 1973.
148. Hesse K. H. *Astron. Astrophys.*, 27, 373, 1973.
149. Hesse K. H., Sieber W., Wielebinski R. *Nature Phys. Sci.*, 245, 57, 1973.
150. Hesse K. H., Wielebinski R. *Astron. Astrophys.*, 31, 409, 1974.
151. Hewish A. *Science*, 188, 1079, 1975.
152. Hewish A. et al. *Nature*, 217, 709, 1968. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.—М.: Мир, 1971, с. 27.]
153. Hewish A., Burnell S. J. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 150, 141, 1970.
154. Hewish A., Okoye S. E. *Nature*, 203, 171, 1964.
155. Hiller R. R. et al. *Astrophys. J.*, 162, L177, 1970.
156. Hinata S. *Astrophys. J.*, 206, 282, 1976.
157. Hinata S., Jackson E. A. *Astrophys. J.*, 192, 703, 1974.
158. Hjellming R. M., Gordon C. P., Gordon K. J. *Astron. Astrophys.*, 2, 202, 1969.
159. Hoffman B. *Nature*, 218, 757, 1968.
160. Horowitz P., Papaliolios C., Carleton N. P. *Astrophys. J.*, 163, L15, 1971.
161. Horowitz P., Papaliolios C., Carleton N. P. *Astrophys. J.*, 172, L51, 1972.
162. Huguenin G. R., Taylor J. H., Helfand D. J. *Astrophys. J.*, 181, L139, 1973.
163. Huguenin C. R. et al. *Nature Phys. Sci.*, 234, 50, 1971.
164. Huguenin C. R., Taylor J. H., Troland T. H. *Astrophys. J.*, 162, 727, 1970.
165. Hulse R. A., Taylor J. H. *Astrophys. J.*, 191, L59, 1974.
166. Hulse R. A., Taylor J. H. *Astrophys. J.*, 195, L51, 1975.
167. Hulse R. A., Taylor J. H. *Astrophys. J.*, 201, L55, 1975.
168. Ichimaru S. *Nature*, 226, 731, 1970.
169. Илларионов А. Ф., Сюняев Р. А. *Astron. Astrophys.*, 39, 185, 1975.
170. Ivovaisky S. A., Lequeux J. *Astron. Astrophys.*, 20, 347, 1972.
171. Jones C. et al. *Astrophys. J.*, 181, L43, 1973.
172. Jones C., Liller W. *Astrophys. J.*, 184, L65, 1973.
173. Joss P. C., Fechner W. A. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 262, 385, 1975.
174. Julian W. H. *Astrophys. J.*, 183, 967, 1973.
175. Каплан С. А., Цыгович В. Н. *Nature Phys. Sci.*, 241, 122, 1973.
176. Каплан С. А., Цыгович В. Н. Плазменная астрофизика.—М.: Наука, 1967.
177. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Williams P. J. S. *Astrophys. J.*, 157, 1, 1969.
178. Kniffen D. A. et al. *Nature*, 251, 397, 1974.
179. Komesaroff M. M. *Nature*, 225, 612, 1970.
180. Komesaroff M. M. et al. *Astrophys. Letters*, 15, 169, 1973.
181. Komesaroff M. M., Ables J. G., Hamilton P. A. *Astrophys. Letters*, 9, 101, 1971.
182. Komesaroff M. M., Hamilton P. A., Ables J. C. *Austral. J. Phys.*, 25, 759, 1972.
183. Kristian J. *Astrophys. J.*, 162, L103, 1970.
184. Kristian J. *Astrophys. J.*, 162, L173, 1970.
185. Kristian J., Clardy K. D., Westphal J. A. *Astrophys. J.*, 206, L143, 1976.
186. Kristian J. et al. *Astrophys. J.*, 162, 475, 1970.

187. Kurfess J. D. *Astrophys. J.*, **168**, L39, 1971.
188. Kurfess J. D., Share G. H. *Nature Phys. Sci.*, **244**, 39, 1973.
189. Lamb D. Q., Lamb F. K. *Astrophys. J.*, **204**, 168, 1976.
190. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.— М.: Наука, 1973.
191. Landstreet J. D., Angel J. R. P. *Nature*, **230**, 103, 1971.
192. Lang K. R. *Astrophys. Letters*, **7**, 175, 1971.
193. Large M. I. The Crab Nebula. I. A. U. Symposium No. 46. Dordrecht, Reidel, 1971, p. 165.
194. Large M. I., Vaughan A. E. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **151**, 277, 1971.
195. Large M. I., Vaughan A. E., Mills B. Y. *Nature*, **220**, 340, 1968.
196. Laros J. C., Matteson J. L., Pelling R. M. *Nature Phys. Sci.*, **246**, 109, 1973.
197. Lasker B. M. *Astrophys. J.*, **203**, 193, 1976.
198. Lee L. C., Jokipii J. R. *Astrophys. J.*, **201**, 532, 1975.
199. Lerche I. *Astrophys. J.*, **159**, 229, 1970.
200. Lerche I. *Astrophys. J.*, **160**, 1003, 1970.
201. Lerche I. *Astrophys. J.*, **191**, 191, 1974.
202. Lohsen E. *Nature Phys. Sci.*, **236**, 70, 1972.
203. Lohsen E. *Nature*, **258**, 688, 1975.
204. Lovelace R. V. E., Sutton J. M., Salpeter E. E. *Nature*, **222**, 231, 1969.
205. Lucke R. et al. *Astrophys. J.*, **206**, L25, 1976.
206. Lynds R., Maran S. P., Trumbo D. E. *Astrophys. J.*, **155**, L121, 1969.
207. Lyne A. G. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **153**, 27P, 1971.
208. Lyne A. G. Galactic Radio Astronomy. I. A. U. Symposium No. 60. Dordrecht, Reidel, 1974, p. 87.
209. Lyne A. G., Ritchings R. T., Smith F. G. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **171**, 579, 1975.
210. Lyne A. G., Thorne D. J. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **172**, 97, 1975.
211. Lyon J. *Astrophys. J.*, **201**, 168, 1975.
212. Macy W. W. *Astrophys. J.*, **190**, 153, 1974.
213. Manchester R. N. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **23**, 283, 1971.
214. Manchester R. N. *Astrophys. J.*, **163**, L61, 1971.
215. Manchester R. N. *Astrophys. J.*, **172**, 43, 1972.
216. Manchester R. N. *Proc. Astron. Soc. Australia*, **2**, 334, 1975.
217. Manchester R. N., Goss W. M., Hamilton P. A. *Nature*, **259**, 291, 1976.
218. Manchester R. N. et al. *Proc. Astron. Soc. Australia*, **3**, 81, 1976.
219. Manchester R. N., Hamilton P. A., McCulloch P. M., Ables L. G. Неопубликованная работа, 1977.
220. Manchester R. N. et al. *Astrophys. J.*, **185**, 951, 1973.
221. Manchester R. N., Taylor J. H. *Astrophys. J.*, **191**, L63, 1974.
222. Manchester R. N., Taylor J. H., Huguenin G. R. *Astrophys. J.*, **179**, L7, 1973.
223. Manchester R. N., Taylor J. H., Huguenin G. R. *Astrophys. J.*, **196**, 83, 1975.
224. Manchester R. N., Taylor J. H., Van Y. Y. *Astrophys. J.*, **189**, L119, 1974.
225. Матвеев Л. И. *Астрон. ж.*, **48**, 1154, 1971.
226. Матвеев Л. И., Мукс М. Л. *Астрон. ж.*, **49**, 965, 1972.
227. McBreen B. et al. *Astrophys. J.*, **184**, 571, 1973.
228. McLean A. I. O. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **165**, 133, 1973.
229. Mertz L. *Astrophys. Space Sci.*, **30**, 43, 1974.
230. Mestel L. *Nature Phys. Sci.*, **233**, 149, 1971.
231. Mestel L. *Astrophys. Space Sci.*, **24**, 289, 1973.
232. Michel F. C. *Astrophys. J.*, **158**, 727, 1969.
233. Michel F. C. *Comm. Astrophys. Space Sci.*, **3**, 80, 1971.
234. Michel F. C. *Astrophys. J.*, **180**, L133, 1973.
235. Michel F. C. *Astrophys. J.*, **180**, 207, 1973.
236. Michel F. C. *Astrophys. J.*, **192**, 713, 1974.
237. Michel F. C. *Astrophys. J.*, **197**, 193, 1975.

238. Муздал А. Б. *Phys. Rev. Letters*, 31, 247, 1973.
239. Miller J. S. *Astrophys. J.*, 180, L83, 1973.
240. Miller J. S., Wampler E. J. *Nature*, 221, 1037, 1969.
241. Milne D. K. *Austral. J. Phys.*, 23, 425, 1970.
242. Minkowski R. *Astrophys. J.*, 96, 199, 1942.
243. Moore W. E., Agrawal P. C., Garmire G. *Astrophys. J.*, 189, L117, 1974.
244. Moszkowski S. *Phys. Rev. D.*, 9, 1613, 1974.
245. Muncaster G. W., Cocke W. J. *Astrophys. J.*, 178, L13, 1972.
246. Mutel R. L. et al. *Astrophys. J.*, 193, 279, 1974.
247. Nelson J. et al. *Astrophys. J.*, 161, L235, 1970.
248. O'Connell D. J. K. (ed.) *Stellar Populations*. Ric. Astr. Specola Vaticana, 5, 1958.
249. O'Dell C. R. *Astrophys. J.*, 136, 809, 1962.
250. O'Dell S. L., Satori L. *Astrophys. J.*, 161, L63, 1970.
251. Ogelman H. et al. *Astrophys. J.*, 209, 584, 1976.
252. Okamoto I. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 167, 457, 1974.
253. Oke J. B. *Astrophys. J.*, 156, L49, 1969.
254. Oort J. H. *Stellar Dynamics*. In *Galactic Structure*, Eds. Blaauw A., Schmidt M. University of Chicago Press, 1965, p. 455.
255. Oppenheimer J. R., Volkoff G. *Phys. Rev.*, 55, 374, 1939.
256. Oster L. *Astrophys. J.*, 196, 571, 1975.
257. Oster L., Sieber W. *Astrophys. J.*, 203, 233, 1976.
258. Ostriker J. P. *Nature*, 217, 1127, 1968.
259. Ostriker J. P., Gunn J. E. *Astrophys. J.*, 157, 1395, 1969.
260. Ostriker J. P., Richstone D. O., Thuan T. X. *Astrophys. J.*, 188, L87, 1974.
261. Pacini F. *Nature*, 216, 567, 1967.
262. Pacini F. *Nature*, 221, 454, 1968.
263. Pacini F. *Astrophys. J.*, 163, L17, 1971.
264. Paczynski B. E. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 183, 1971.
265. Paczynski B. E. *Late Stages of Stellar Evolution*. I. A. U. Symposium No. 66. Dordrecht, Reidel, 1973, p. 62.
266. Pandharipande V. R., Pines D., Smith R. A. *Astrophys. J.*, 208, 550, 1976.
267. Papaliolios C., Carleton N. P., Horowitz P. *Nature*, 228, 445, 1970.
268. Papaliolios C., Horowitz P. *Astrophys. J.*, 183, 233, 1973.
269. Parker E. A. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 138, 407, 1968.
270. Piddington J. H. *Austral. J. Phys.*, 10, 530, 1957.
271. Pines D., Shaham J. *Nature Phys. Sci.*, 235, 43, 1972.
272. Pines D., Shaham J., Ruderman M. *Nature Phys. Sci.*, 237, 83, 1972.
273. Plavec M. *Advances Astron. Astrophys.*, 6, 201, 1968.
274. Pravdo S. H. et al. *Astrophys. J.*, 208, L67, 1976.
275. Prentice A. J. R., ter Haar R. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 146, 423, 1969.
276. Radhakrishnan V., Cocke D. J. *Astrophys. Letters*, 3, 225, 1969.
277. Radhakrishnan V. et al. *Nature*, 221, 443, 1969. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 127.]
278. Radhakrishnan V. et al. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 24, 489, 1972.
279. Radhakrishnan V., Manchester R. N. *Nature*, 222, 228, 1969. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 71.]
280. Rankin J. M., Campbell D. B., Backer D. C. *Astrophys. J.*, 188, 609, 1974.
281. Rankin J. M. et al. *Astrophys. J.*, 162, 707, 1970.
282. Rankin J. M., Counselman C. C. *Astrophys. J.*, 181, 875, 1973.
283. Rankin J. M., Payne R. R., Campbell D. B. *Astrophys. J.*, 193, L71, 1974.
284. Rappaport S. et al. *Nature*, 251, 471, 1974.
285. Rappaport S., Bradt H., Mayer W. *Nature Phys. Sci.*, 229, 40, 1971.
286. Rappaport S., Joss P. C., McClintock J. E. *Astrophys. J.*, 206, L103, 1976.
287. Readhead A. C. S., Duffett-Smith P. J. *Astron. Astrophys.*, 42, 151, 1975.
288. Rees M. J. *Nature Phys. Sci.*, 230, 55, 1971.
289. Rees M. J., Gunn J. E. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 167, 1, 1974.
290. Reichley R. E., Downs G. S. *Nature*, 222, 229, 1969.

291. Reichley P. E., Downs G. S. *Nature Phys. Sci.*, 234, 48, 1971.
292. Rhoades C. E., Ruffini R. *Phys. Rev. Letters*, 32, 324, 1974.
293. Richards D. W., Comella J. M. *Nature*, 222, 551, 1969.
294. Ricker G. R. et al. *Astrophys. J.*, 197, L83, 1975.
295. Rickett B. J. *Nature*, 221, 158, 1969.
296. Rickett B. J. *Astrophys. J.*, 197, 185, 1975.
297. Rickett B. J., Hankins T. H., Cordes J. M. *Astrophys. J.*, 201, 425, 1975.
298. Rickett B. J., Lang K. R. *Astrophys. J.*, 185, 945, 1973.
299. Ritchings R. T. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 176, 249, 1976.
300. Ritchings R. T., Lyne A. G. *Nature*, 257, 293, 1975.
301. Roberts D. H., Masters A. R., Arnett W. D. *Astrophys. J.*, 203, 196, 1976.
302. Roberts D. H., Sturrock P. A. *Astrophys. J.*, 172, 435, 1972.
303. Roberts D. H., Sturrock P. A. *Astrophys. J.*, 173, L33, 1972.
304. Roberts D. H., Sturrock P. A. *Astrophys. J.*, 181, 161, 1973.
305. Roberts J. A., Richards D. W. *Nature Phys. Sci.*, 231, 25, 1971.
306. Robinson B. J. et al. *Nature*, 218, 1143, 1968.
307. Ruderman M. A. *Phys. Rev. Letters*, 27, 1306, 1971.
308. Ruderman M. A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 10, 427, 1972.
309. Ruderman M. A. *Astrophys. J.*, 203, 213, 1976.
310. Ruderman M. A. *Astrophys. J.*, 203, 206, 1976.
311. Ruderman M. A., Sutherland P. G. *Nature Phys. Sci.*, 246, 93, 1973.
312. Ruderman M. A., Sutherland P. G. *Astrophys. J.*, 190, 137, 1974.
313. Ruderman M. A., Sutherland P. G. *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
314. Rumsey V. H. *Radio Science*, 10, 107, 1975.
315. Scargle J. D. *Astrophys. J.*, 156, 401, 1969.
316. Scargle J. D., Pacini F. *Nature Phys. Sci.*, 232, 144, 1971.
317. Scharlemann E. T. *Astrophys. J.*, 193, 217, 1974.
318. Scharlemann E. T., Wagoner R. V. *Astrophys. J.*, 182, 951, 1973.
319. Scheuer P. A. G. *Nature*, 218, 920, 1968. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары.— М.: Мир, 1971, с. 242.]
320. Schönhardt R. E. *Nature Phys. Sci.*, 243, 62, 1973.
321. Schönhardt R. E., Sieber W. *Astrophys. Letters*, 14, 61, 1973.
322. Seiradakis J. H. A Pulsar Survey. Thesis, University of Manchester, 1975.
323. Shaver P. A., Pedlar A., Davies R. D. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 177, 45, 1976.
324. Шкловский И. С. *Астрон. ж.*, 46, 715, 1969.
325. Шкловский И. С. *Astrophys. J.*, 159, L77, 1970.
326. Sieber W. *Astron. Astrophys.*, 28, 237, 1973.
327. Sieber W., Oster L. *Astron. Astrophys.*, 38, 325, 1975.
328. Sieber W., Reinecke R., Wielebinski R. *Astron. Astrophys.*, 38, 169, 1975.
329. Slee O. B. et al. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 167, 31, 1974.
330. Smarr L. L., Blandford R. *Astrophys. J.*, 207, 574, 1976.
331. Smith F. G. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 149, 1, 1970.
332. Smith F. G. *Nature*, 243, 207, 1973.
333. Smith H. E., Margon B., Conti S. *Astrophys. J.*, 179, L125, 1973.
334. Spitzer L., Jenkins E. B. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, 133, 1975.
335. Staelin D. H. *Proc. Inst. Elec. Electron. Engrs.*, 57, 724, 1969.
336. Staelin D. H., Reifstein E. C. *Science*, 162, 1481, 1968.
337. Sturrock P. A. *Astrophys. J.*, 164, 529, 1971.
338. Sturrock P. A., Petrosian V., Turk J. S. *Astrophys. J.*, 196, 73, 1975.
339. Sutton J. M. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 155, 51, 1971.
340. Sutton J. M. et al. *Astrophys. J.*, 159, L89, 1970.
341. Tademaru E. *Astrophys. Space Sci.*, 12, 193, 1971.
342. Tademaru E. *Astrophys. J.*, 183, 625, 1973.
343. Tademaru E. *Astrophys. Space Sci.*, 30, 179, 1974.
344. Tademaru E., Harrison E. R. *Nature*, 254, 676, 1975.
345. Takemori M. T., Guyer R. A. *Phys. Rev. D.*, 11, 2696, 1975.
346. Tammann G. A. Statistics of Supernovae. In *Supernovae and Supernovae*

- Remnants. Ed. Cosmovici C. B. Dordrecht, Reidel, 1974, p. 155.
347. Tanenbaum B. S., Zeissig G. A., Drake F. D. Science, 160, 760, 1968.
 348. Taylor J. H. Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 15, 367, 1974.
 349. Taylor J. H., Huguenin G. R. Astrophys. J., 167, 273, 1971.
 350. Taylor J. H. et al. Astrophys. J., 206, L53, 1976.
 351. Taylor J. H., Manchester R. N. Astron. J., 80, 794, 1975.
 352. Taylor J. H., Manchester R. N. Astrophys. J., 215, 885, 1977.
 353. Taylor J. H., Manchester R. N., Huguenin G. R. Astrophys. J., 195, 513, 1975.
 354. Thomas R. M., Rothenflug R. Nature, 249, 812, 1974.
 355. Thomas R. M. Proc. Astron. Soc. Austral., 2, 325, 1975.
 356. Thompson D. J. Astrophys. J., 201, L117, 1975.
 357. Thompson D. J. et al. Astrophys. J., 200, L79, 1975.
 358. Trimble V. Astron. J., 73, 535, 1968.
 359. Trimble V. The Crab Nebula. I. A. U. Symposium No. 46. Reidel, Dordrecht, Netherlands, 1971, p. 12.
 360. Tsuruta S. et al. Astrophys. J., 176, 739, 1972.
 361. Tuohy I. R. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 174, 45P, 1976.
 362. Uscinski B. J. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 172, 117, 1975.
 363. Vandenberg N. R. et al. Astrophys. J., 180, L27, 1973.
 364. Van den Bergh S., Marscher A. P., Terzian Y. Astrophys. J. Suppl., 26, 19, 1973.
 365. Van den Heuvel E. P. J. Astrophys. J., 198, L109, 1975.
 366. Van den Heuvel E. P. J. Enrico Fermi Summer School on Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes. Varenna, Italy, 1975.
 367. Van Paradijs J. A. et al. Nature, 259, 547, 1976.
 368. Villa G. et al. Mon. Roy. Astron. Soc., 176, 609, 1976.
 369. Virtamo J., Jauho P. Astrophys. J., 182, 935, 1973.
 370. Wagoner R. V. Astrophys. J., 196, L63, 1975.
 371. Wallace P. T. et al. Nature, 266, 692, 1977.
 372. Wampler E. J. Optical Observation of Pulsars. In The Physics of Pulsars, ed. Lenchek A. M. Gordon and Breach Pub., New York, 1972, p. 21.
 373. Warner B., Nather R. E., Macfarlane M. Nature, 222, 233, 1969.
 374. Webbink R. F. Astron. Astrophys., 41, 1, 1975.
 375. Weiler K. W. Nature, 253, 24, 1975.
 376. Weisskopf M. C. et al. Astrophys. J., 208, L125, 1976.
 377. Wentzel D. C. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 12, 71, 1974.
 378. Wheeler J. A. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 393, 1966.
 379. Wheeler J. C., Lecar M., McKee C. F. Astrophys. J., 200, 145, 1975.
 380. Will C. M. Astrophys. J., 205, 861, 1976.
 381. Williams D. R. W., Welch W. J., Thornton D. D. Publ. Astron. Soc. Pacific, 77, 178, 1965.
 382. Williamson I. P. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 166, 499, 1974.
 383. Wilson A. S. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 157, 229, 1972.
 384. Wilson A. S. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 160, 373, 1972.
 385. Wilson A. S. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 166, 617, 1974.
 386. Winkler P. F., Clark G. W. Astrophys. J., 191, L67, 1974.
 387. Wolff R. S. et al. Astrophys. J., 202, L77, 1975.
 388. Wolff S. C., Morrison N. D. Astrophys. J., 187, 69, 1974.
 389. Wolszczan A., Hesse K. H., Sieber W. Astron. Astrophys., 37, 285, 1974.
 390. Woltjer L. Bull. Astron. Inst. Neth., 13, 302, 1957.
 391. Железняков В. В. Изв. ВУЗ Радиопиз., 13, 1842, 1970.
 392. Железняков В. В. Astrophys. Space Sci., 13, 87, 1971.
 393. Железняков В. В., Шапошников В. Е. Astrophys. Space Sci., 18, 141, 1972.
 394. Zimmermann H. U. Astron. Astrophys., 34, 305, 1974.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

395. *Arons J., Scharlemann E. T.* Astrophys. J., 231, 854, 1979.
396. *Baym G., Pethick C.* Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 415, 1979.
397. *Cheng A., Ruderman M.* Astrophys. J., 212, 800, 1977.
398. *Cheng A., Ruderman M.* Astrophys. J., 214, 598, 1977.
399. *Cheng A., Ruderman M.* Astrophys. J., 216, 865, 1977.
400. *Damashek M., Taylor J. H., Hulse R. A.* Astrophys. J. (Letters), 225, L31, 1978.
401. *Fawley W. M., Arons J., Scharlemann E. T.* Astrophys. J., 217, 229, 1977.
402. *Manchester R. N., Newton L. M., Goss W. M., Hamilton P. A.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 184, 35P, 1978.
403. *Manchester R. N., Lyne A. G., Taylor J. M., Durdin J. M., Large M. I., Little A. G.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 185, 409, 1978.
404. *Manchester R. N., Newton L. M., Cooke D. J., Lyne A. G.* Astrophys. J. (Letters), 236, L25, 1980.
405. *Manchester R. N., Newton L. M., Cooke D. J.*, 1980, готовится к опубликованию.
406. *Mestel L., Phillips P., Wang Y. M.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 183, 385, 1979.
407. *Mestel L., Wang Y. M.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 188, 799, 1979.
408. *Salter M. J., Lyne A. G., Anderson B.* Nature, 280, 477, 1979.
409. *Scharlemann E. T., Arons J., Fawley W. M.* Astrophys. J., 222, 297, 1978.
410. *Taylor J. H., Fowler L. A., McCulloch P. M.* Nature, 277, 437, 1979.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода	5
Предисловие к русскому изданию	7
Предисловие	8
Глава 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПУЛЬСАРОВ	10
Открытие пульсаров	10
Модели пульсаров	14
Основные наблюдаемые свойства	17
Глава 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СРЕДНИХ ПРОФИЛЕЙ ИМПУЛЬСОВ	22
Форма	22
Энергия	30
Поляризация	34
Стабильность	39
Глава 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТДЕЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ	42
Субимпульсы	42
Флуктуации интенсивности	45
Дрейфующие субимпульсы	50
Микроимпульсы	56
Поляризация	59
Глава 4. КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ И ПУЛЬСАР В НЕИ	68
Излучение туманности	69
Магнитные поля в туманности	77
Расширение туманности	78
Пульсар в Крабовидной туманности	80
Глава 5. РЕНТГЕНОВСКИЕ ПУЛЬСАРЫ И ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ	89
Излучение пульсаров вне радиодиапазона	89
Двойные рентгеновские источники	93
Возможность существования пульсаров в двойных системах	102
Пульсар PSR 1913+16, входящий в двойную систему	104
Эволюция тесных двойных систем	110
Глава 6. НАБЛЮДЕНИЯ МОМЕНТОВ ПРИХОДА ИМПУЛЬСОВ	114
Методика наблюдений	114
Вековые изменения периода	122
Случайные вариации периода	128

Глава 7. ПУЛЬСАРЫ — ЗОНДЫ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ	137
Межзвездное поглощение	137
Межзвездная дисперсия и распределение электронов в Галактике	143
Фарадеевское вращение и галактическое магнитное поле	150
Межзвездное рассеяние	153
Глава 8. СТАТИСТИКА ПУЛЬСАРОВ И ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ГАЛАКТИКЕ	164
Расстояния до пульсаров	164
Поиск пульсаров и селекционные эффекты	165
Распределение пульсаров в Галактике	170
Возраст пульсаров, связь со сверхновыми и частота рождения	178
Глава 9. МОДЕЛЬ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ	190
Нейтронные звезды	190
Магнитосфера пульсаров	197
Факторы, влияющие на периоды пульсаров	210
Глава 10. МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ	222
Требования, следующие из наблюдений	223
Когерентное излучение	228
Излучение из области вне светового цилиндра	234
Излучение из области с замкнутыми силовыми линиями	236
Излучение из области с незамкнутыми силовыми линиями	242
Излучение оптических, рентгеновских и гамма-импульсов	252
Дрейф субимпульсов и прекращение излучения пульсаров	257
Приложение	263
Обозначения	276
Литература	282

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и др. просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».

Р. Манчестер, Дж. Тейлор

ПУЛЬСАРЫ

Научный редактор М. Ф. Путов
Мл. научный редактор В. Н. Соколова
Художник В. И. Шаповалов
Художественный редактор М. Н. Кузьмина
Технический редактор И. М. Кренделева
Корректор В. С. Соколов

ИБ № 1772

Сдано в набор 21.04.80. Подписано к печати 28.08.80. Формат 60×90^{1/8}. Бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Объем 9,25 бум. л. Усл. печ. л. 18,50. Уч.-изд. л. 18,39. Изд. № 27/0211. Тираж 3300 экз. Зак. 228. Цена 3 руб.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., 2

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.

Имеется в продаже книга издательства «Мир»

Э. Гибсон. СПОКОЙНОЕ СОЛНЦЕ.— Пер. с англ.— 1977.— 408 стр.— 1 р. 80 коп.

Книга написана ученым-астронавтом Эдвардом Гибсоном, совершившим длительный полет на американской орбитальной станции «Скайлэб». Она посвящена «спокойному» Солнцу, которое определяет нормальный ход атмосферных процессов. Автор знакомит читателя со строением Солнца и протекающими на нем процессами. Книга превосходно иллюстрирована, в частности внеатмосферными снимками Солнца.

Книга рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся успехами современной науки. В то же время она представит интерес и для специалиста, который найдет здесь много уникального материала. Она может служить прекрасным учебным пособием к курсам астрономии и астрофизики в университетах и педагогических институтах.

Книгу можно приобрести в магазине № 5 «Техническая книга» по адресу: 191040, Ленинград, Пушкинская ул., 2.

Книга может быть выслана наложенным платежом.

Имеется в продаже книга издательства «Мир»

К. Ленг. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ.— Пер. с англ.—
Часть I.— 448 стр.— 2 р. 90 коп.; Часть II — 384 стр.— 2 р. 60 коп.

«Информационный взрыв» в научной литературе резко повысил необходимость в обзорных работах и справочных изданиях, из которых можно было бы получать необходимые краткие сведения и наиболее важные литературные ссылки. Именно такую задачу — собрать воедино многочисленные формулы, табличный материал и ссылки по астрофизике и смежным вопросам физики — поставил перед собой автор предлагаемой книги.

В русском переводе книга для удобства пользования разбита на две части. В часть I вошли главы, посвященные непрерывному излучению и монохроматическому излучению в спектральных линиях. Приведены законы излучения, уравнения распространения электромагнитных волн, уравнения переноса, атомные параметры и спектры, характеристики линий, условия их возбуждения.

В часть II книги вошли две главы. Гл. 4 включает разделы, посвященные ядерной астрофизике: ядерным реакциям в звездах, слабым взаимодействиям, происхождению химических элементов. В гл. 5 приводятся данные о земном сфероиде, различных системах небесных координат, измерений времени, расстояниях, массах и светимостях небесных объектов. В этой главе рассматриваются также основные положения общей теории относительности, различные космологические модели и их тесты, гравитационные волны и фоновое излучение.

Книга является ценным пособием для физиков, астрономов, математиков, механиков — как специалистов, так и студентов старших курсов.

Вы можете приобрести эту книгу в магазине № 5 «Техническая книга» по адресу: 191040, Ленинград, Пушкинская ул., 2.
Книга может быть выслана наложенным платежом.

Свердкниготорг
Магазин №

Товарный ярлык

к квитанции № _____
п/№ _____ издания _____

Цена
после уценки

ПОДПИСЬ

Сдатчик

ПОДПИСЬ



R. MANNING. TRENOR.

EX LIBRIS
COLLEGE

